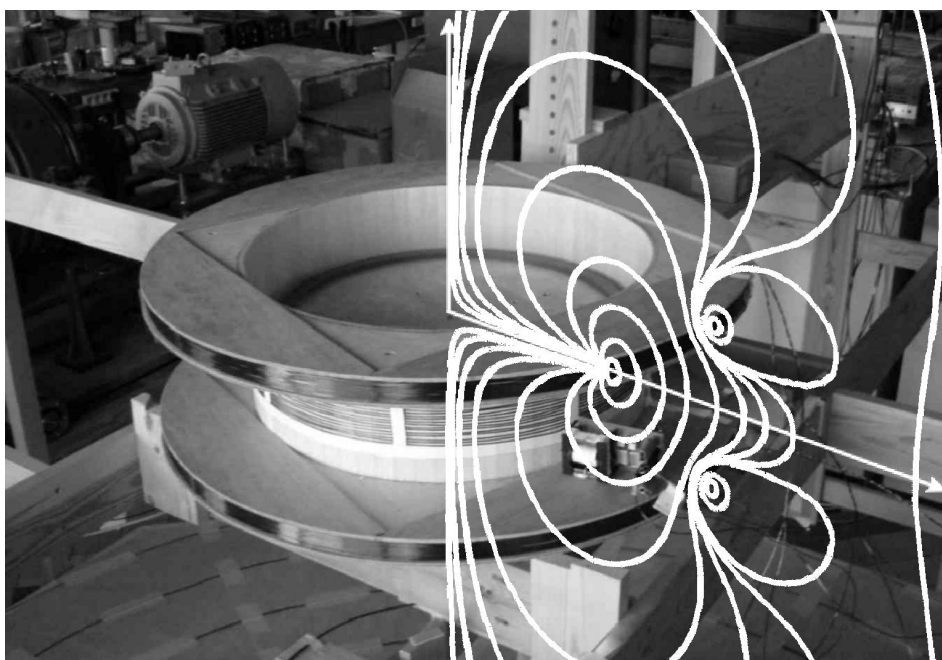


Universiteit Gent  
Faculteit Ingenieurswetenschappen  
Vakgroep Elektrische Energie, Systemen en Automatisering  
Laboratorium voor Elektrische Energietechniek  
Sint-Pietersnieuwstraat 41, B-9000 Gent, België



## **Laagfrequente magnetische afscherming van elektrische installaties**

Peter Sergeant



Promotoren:

Prof. dr. ir. Luc Dupré  
Prof. dr. ir. Jan Melkebeek

Leden van de examencommissie:

Prof. dr. ir. Luc Taerwe, voorzitter  
Prof. dr. Roger Van Keer, secretaris  
Prof. dr. ir. Ronnie Belmans (KUL, Leuven)  
Prof. Oriano Bottauscio (INRIM, Torino, Italië)  
Prof. dr. ir. Johan Gyselinck (ULB, Brussel)  
Prof. dr. ir. Femke Olyslager  
Prof. dr. ir. Alex Van den Bossche





# Dankwoord

In de eerste plaats dank ik de promotoren van mijn onderzoekswerk. Reeds van bij de start van het werk zorgde Prof. Luc Dupré voor een vlotte start dankzij een goed omlijnd doctoraatsonderwerp. Nadien volgden vele discussies waarin de resultaten van het gedane onderzoek en de strategie voor het toekomstige onderzoek werden besproken. Tijdens de dagelijkse begeleiding heeft Luc talloze uren vrijgemaakt voor het beantwoorden van mijn vragen. Hierbij heeft hij mij veel inzicht verschaft in de complexe wereld van het elektromagnetisme. Ik dank hem bovendien voor zijn enthousiasme en interesse bij het tot stand komen van dit doctoraat, en voor het grondig nalezen van de tekst.

Mijn dank gaat ook uit naar Prof. Jan Melkebeek voor de feedback over artikels en over het proefschrift. Zijn kritische opmerkingen waren zeer leerrijk en hebben de kwaliteit van dit werk merkbaar verbeterd.

Prof. Alex Van den Bossche heeft een grote bijdrage geleverd aan de ontwikkeling van de elektronica. Hij investeerde veel tijd en moeite om mij vermogens elektronica uit te leggen en was altijd bereid om problemen op te lossen bij het debuggen van de schakelingen.

Verder dank ik alle collega's aan het Laboratorium voor Elektrische Energietechniek. De goede werksfeer en de humoristische “vergaderingen” tijdens de middagpauze hebben zeker de creativiteit gestimuleerd die van groot belang is bij wetenschappelijk onderzoek.

Ook mag ik Ingrid Dubois niet vergeten voor de administratieve ondersteuning en de “techniekers” voor het bouwen van de meetopstellingen. Tony Boone, Fernand De Boever en Christiaan Vervust hebben met de grootste nauwkeurigheid alle complexe onderdelen van de meetapparatuur vervaardigd.

Tenslotte wil ik mijn familie en vrienden bedanken voor de steun en het advies tijdens de voorbije jaren. In het bijzonder dank ik Mieke voor de liefdevolle aanmoediging en het eindeloze geduld, voor het luisterend oor en voor het onvermoeibaar bezig zijn met Jolien terwijl ik aan het werken was.

Peter Sergeant  
22 november 2005



# Samenvatting

Naarmate steeds meer elektrische apparaten in elkaars buurt worden opgesteld, wordt de kans op elektromagnetische interferentie groter. Alle elektrische toestellen produceren immers elektrische en magnetische velden die de goede werking van naburige toestellen kunnen verstoren.

Om deze problematiek aan te pakken hebben de overheden eisen omtrent emissie en immuniteit opgelegd waaraan toestellen op de markt moeten voldoen. Bovendien zijn er een Europese richtlijn en aanbeveling die een limiet stellen op de toelaatbare magnetische veldsterkte in voor het publiek toegankelijke zones. De wetgeving heeft als doel elektromagnetische compatibiliteit (EMC) te bereiken, wat betekent dat toestellen ongehinderd samenwerken en elkaar niet storen.

Afscherming is een mogelijke manier om tot EMC te komen. Hinderlijke magnetische velden kunnen door de afscherming voldoende worden verzwakt zodat ze niet meer schadelijk zijn. In dit werk wordt enkel magnetische afscherming bestudeerd in het laagfrequent gebied, d.w.z. het frequentiegebied waarin quasi-statische modellen toegelaten zijn. Praktisch betekent dit het frequentiegebied tot ruwweg één megahertz. Wat betreft magnetische afscherming onderscheidt men twee soorten. Enerzijds is er passieve afscherming die bestaat uit platen in elektrisch geleidend en/of magnetisch permeabel materiaal. Anderzijds is er actieve afscherming waarbij via spoelen een tegengesteld veld wordt opgewekt dat het oorspronkelijke veld grotendeels teniet doet. Het doel van dit werk is om voor een breed gamma van toepassingen oplossingen aan te reiken om een passieve en/of actieve afscherming te ontwerpen die de nodige veldreductie realiseert in een gegeven doelgebied.

Wereldwijd is er reeds heel wat onderzoek verricht naar magnetische afscherming in het laagfrequente gebied. De vaak voorkomende technieken steunen o.a. op de transmissielijnmethode, de circuitmethode en numerieke technieken. De transmissielijnmethode wordt toegepast voor het bestuderen van afscherming in het frequentiedomein met lineaire materialen. De methode beschouwt het passief scherm als een transmissielijn waarop een invallende elektromagnetische golf deels wordt geabsorbeerd, deels wordt gereflecteerd en deels wordt doorgelaten.

De methode maakt gebruik van analytische uitdrukkingen om de afschermingsfactor (de verhouding tussen veldsterkte met scherm tot de veldsterkte zonder scherm) te berekenen. Ze is toepasbaar voor eenvoudige schermgeometrieën en eenvoudige bronvelden.

In de circuitmethode worden alle objecten voorgesteld door een rooster van elektrisch met elkaar verbonden spoelen (in het axisymmetrische geval) of staven (in het algemene 3D geval). Eerst worden de stromen in de staven of spoelen berekend door het oplossen van een elektrisch netwerk. Vervolgens kan het magnetisch veld in een willekeurig punt worden berekend met de wet van Biot-Savart. Naast de transmissielijn- en de circuitmethode wordt wereldwijd ook aandacht besteed aan numerieke technieken voor het (benaderd) evalueren van magnetische afschermingen.

In dit proefschrift wordt de transmissielijnmethode uitgebreid voor het (benaderd) berekenen van de afschermingsfactor alsook van de wervelstroom- en hysteresisverliezen voor niet-lineaire materialen met hysteresis.

Een tweede bestudeerd model is een tweedimensionaal tijdsharmonisch eindigelementenmodel. Om een zeer fijne vermazing voor voorwerpen met zeer lage indringdiepte (bijvoorbeeld passieve schermen) te vermijden, worden deze voorwerpen weggeknipt uit het domein en vervangen door impedantie-randvoorwaarden aan de randen.

Ook de circuitmethode komt in dit werk aan bod, zodat er drie methoden zijn voor het bestuderen van afscherming met elk hun voor- en nadelen. De transmissielijnmethode is snel maar is beperkt tot eenvoudige afschermingssituaties. Ze leent zich uitstekend voor parameterstudies waarin de invloed van materiaaleigenschappen of frequentie wordt bestudeerd van (meerlagen-)schermen. De eindigelementenmethode gebruikt in dit proefschrift kan ingewikkelde geometrieën modelleren in twee dimensies. De rekentijd is de voornaamste reden om geen driedimensionaal model te beschouwen. De circuitmethode tenslotte berekent de afschermingsfactor voor drie-dimensionale geometrieën van bron en scherm, met meestal aanvaardbare rekentijd. Door het gebruik van eenvoudige analytische formules kan de methode echter geen ferromagnetische objecten modelleren.

Om voor een gegeven toepassing een optimaal scherm te ontwerpen is het niet voldoende te beschikken over een goede methode om de afschermingsfactor te berekenen van een gegeven scherm. Het scherm is immers niet gegeven. Men dient een oplossing te vinden voor het “invers probleem”: de gewenste afschermingsfactor is gegeven en de schermgeometrie is gevraagd. Het oplossen van het invers probleem gebeurt door een optimalisatie-algoritme dat tracht een kostenfunctie te minimaliseren. De kostenfunctie gebruikt zelf één van de drie methodes voor het bepalen van een “kost”. Qua optimalisatie-algoritmes worden in dit proefschrift gradiënt, simplex, genetische algoritmen en space mapping vergeleken. Space mapping combineert twee modellen: een nauwkeurig maar traag model en een snel maar onnauwkeurig model. In het proefschrift maakt het eerste

model gebruik van de eindige-elementenmethode. Het tweede model gebruikt de circuitmethode.

Een sturing van de compensatiestroom is nodig om de actieve afscherming goed te laten functioneren. Bij onverwachte wijzigingen in het magnetisch veld van het af te schermen toestel zou anders de actieve afscherming niet meer naar behoren werken. In dit werk worden twee sturingen uitgewerkt en experimenteel gebouwd. De eerste maakt gebruik van een LabVIEW software-programma, een data-acquisitiekaart en een lineaire versterker. De tweede sturing is een hardware-regelaar met een hakker en een volle brug. Voordelen van de software-sturing zijn flexibiliteit en gemakkelijke data-verwerking. Voordelen van de hardware-sturing zijn lage ontwikkelingskosten, hoge bandbreedte, snelheid en hoog rendement.

Met de hierboven beschreven methoden werden verschillende afschermingsproblemen bestudeerd, uitgewerkt en experimenteel geverifieerd. Voor elke toepassing zijn de resultaten samengevat.

Met de transmissielijnmethode zijn in dit werk parameterstudies verricht omtrent de invloed van niet-lineariteit op afscherming en verliezen. Het verwaarlozen van hysteresis van een niet-lineair materiaal in het Rayleigh gebied blijkt hierbij eerder weinig invloed te hebben, maar het lineair veronderstellen van het materiaal resulteert in een betere afschermingsfactor en hoger wervelstroomverlies. Met toenemende frequentie verbetert de afschermingsfactor en verhogt de verliezen. Meerlagenschermen opgebouwd uit afwisselende lagen aluminium en niet-lineair staal blijken meestal beter af te schermen dan even dikke schermen uit één materiaal. Afhankelijk van de fracties staal en aluminium is er bij vaste frequentie een optimaal aantal lagen. Bij toenemende frequentie blijkt het gunstig een grotere fractie aluminium te voorzien en minder staal.

Afscherming van hoogspanningskabels wordt bestudeerd met de circuitmethode. Platen in geleidend materiaal worden aangebracht boven begraven hoogspanningskabels en de veldreductie wordt bestudeerd in de zone boven de platen. Simulaties tonen aan dat aangrenzende platen aan elkaar gelast moeten worden voor maximale afscherming. De veldreductie is voor deze “open” schermen echter poorer vergeleken bij “gesloten” schermen die de kabels volledig omhullen.

Een hybride passieve en actieve afscherming is ontworpen voor twee inductieverhitters: de inductieverhitter voor wielen is als experimentele opstelling gebouwd op ware schaal maar met gereduceerd vermogen. De inductieverhitter voor staal-draad is een industriële inductieverhitter met hoog vermogen. Bijzonder aan het ontwerp is dat zowel de geometrie van het passief scherm, de geometrie van de compensatiespoelen als hun stromen globaal worden geoptimaliseerd. De veldreductie die wordt gehaald met de combinatie van actieve en passieve schermen bedraagt bijna altijd meer dan een factor 10 gemiddeld over het doelgebied. Passieve en actieve afscherming blijken elkaar uitstekend aan te vullen: passieve af-

scherming zorgt voor een eerste, “grove” veldvermindering die weliswaar niet erg gelijkmatig verdeeld is over het doelgebied; actieve afscherming is nuttig voor de fijnregeling van het overblijvende veld, waarbij dankzij het werk van het passief scherm een kleine compensatiestroom volstaat.

Het “transformator”-scherm tenslotte is een hybride passieve en actieve afscherming, maar het vermogen van het passief scherm wordt gebruikt om het actief scherm aan te drijven. Het passief scherm is uitgevoerd als een niet-kortgesloten wikkeling — de genererende compensatiewikkeling. Deze wikkeling vormt samen met het af te schermen toestel een transformator die belast is met het actief scherm. Hoewel de optimalisatie merkelijk ingewikkelder is dan bij een conventioneel actief en passief scherm, wordt een goede veldvermindering gehaald met een scherm dat weinig plaats inneemt, eenvoudig te bouwen is en geen externe voeding nodig heeft.



# Summary

Due to the increasing number of electric apparatus in companies and households, the risk of electromagnetic interference increases. Especially if the devices are positioned close to each other, they may disturb the well functioning of neighbouring devices by the electric and magnetic fields they produce.

In order to tackle the interference problem, the governments formulated emission and immunity levels with which all devices on the market must comply. Moreover, a European directive and recommendation provide limits for the magnetic field strength in regions accessible to the public. The legislation aims at achieving electromagnetic compatibility (EMC). This means that all devices can function together without disturbing each other.

Shielding is a possible means to obtain EMC. The shields can sufficiently mitigate disturbing magnetic fields so that they are not harmful any more. In this PhD, only magnetic shielding is studied in the low frequency range, i.e. the frequency range in which quasi-static models can be used. In practice, this means that the frequency has a range up to about one megahertz. Concerning magnetic shielding, both passive and active magnetic shielding are considered. Passive shields consist of sheets in electrically conductive and/or magnetically permeable material. Active shields use a number of compensation coils to generate a counter field that eliminates the original field almost completely. The aim of this work is to find solutions to design a passive and/or active shield for a given shielding application in order to adequately reduce the magnetic field in a given target area.

Throughout the world, magnetic shielding has been investigated in the low frequency range. The most commonly used techniques are based on the transmission line method, the circuit method and numerical techniques. The transmission line method is applied to study shielding in the frequency domain with linear materials. This method considers the passive shield as a transmission line that partly absorbs an incident electromagnetic wave, partly reflects it and partly transmits it. The method uses analytical expressions to calculate the shielding factor (the field amplitude with shield present divided by the field amplitude without shield). It is applicable for simple geometries of the shield and the source.

In the circuit method, all objects are represented by a grid of electrically connected coils (in the axisymmetric case) or filaments (in the general 3D case). Firstly, the currents in the coils or filaments are calculated by solving an electrical network. Then, the magnetic field in an arbitrary point is found using Biot-Savart's law. In addition to the transmission line and the circuit method, numerical techniques have been investigated for the (approximated) evaluation of magnetic shielding.

In this PhD, the transmission line method is expanded for the calculation of the shielding factor as well as for the calculation of the eddy current and the hysteresis losses for non-linear materials with hysteresis.

A second model is a two dimensional time-harmonic finite element model. In order to avoid a very dense mesh for objects with very low penetration depth (e.g. passive shields), these objects are removed from the domain and replaced by impedance boundary conditions at their edges.

Together with the circuit method, three methods are studied in this PhD, each method having its advantages and drawbacks. The transmission line method is fast but limited to simple shielding situations. It is useful for parametric studies in which the influence on the shielding efficiency is studied of material properties or frequency of (multilayered) shields. The finite element method used in this work can model complicated geometries in two dimensions. Because of the high calculation time, three dimensional models are not considered. The circuit method finally calculates the shielding factor for three dimensional geometries of source and shield, with usually acceptable computational effort. However, due to the use of simple analytical expressions, the method cannot model ferromagnetic objects.

In order to design an optimal shield for a given shielding application, it is not sufficient to have a good method for the calculation of the shielding factor of a given shield. Indeed, the shield geometry is not given; it has to be designed. A solution is required for the "inverse problem": the desired shielding factor is given and the shield geometry has to be found. The solving of the inverse problem is carried out by an optimization algorithm that tries to minimize a cost function. The cost function uses one of the three methods to determine a "cost". Regarding the optimization algorithms, we use gradient, simplex and genetic algorithms as well as space mapping techniques. The latter combines two models: an accurate but computationally slow model and a fast but inaccurate model. In the PhD, the first model uses the finite element model and the second uses the circuit model.

The control of the compensation current is necessary for the well functioning of the active shield. In case of unexpected changes in the magnetic field of the shielded device, the active shield doesn't work well any more without control. Two controllers and converters are designed and experimentally tested. The first controller uses a LabVIEW software program, a data acquisition card and a converter that is a linear amplifier. The second controller is implemented in hardware. Its converter consists of a chopper and a full bridge. The advantages of the software control are flexibility and easy data processing. The advantages of the hardware

controller are low development costs, high band width, speed and high efficiency.

With the methods described above, several shielding problems are studied and experimentally verified. For each application, the results are summarized.

With the transmission line method, parametric studies are carried out to study the influence of non-linearity on shielding and losses. Neglecting hysteresis of a non-linear material in the Rayleigh region seems to have rather few influence, but the linearization of the material results in a better shielding factor and higher eddy current losses. With increasing frequency, the shielding factor improves and the losses increase.

Multilayered shields consisting of alternating layers of aluminium and non-linear steel seem to shield better than single layered shields with the same thickness. Depending on the fractions of steel and aluminium, there exists an optimal number of layers for a given frequency. With increasing frequency, it seems advantageous to use a larger fraction of aluminium and less steel.

Shielding of high voltage cables is studied using the circuit method. Sheets in conductive material are positioned above buried high voltage cables and the field reduction is studied in the region above the sheets. Simulations show that adjacent sheets should have perfect electrical connections to obtain maximal shielding efficiency. However, the field reduction of these “open” shields is poor compared to “closed” shields that completely enclose the cables.

A hybrid passive and active shield is designed for two induction heaters: the induction heater for wheels has been built as an experimental setup at real scale but with reduced power. The induction heater for steel wire is an industrial induction heater with high power. The geometry of the passive shield is optimized together with the geometry of the active shield and the compensation currents. The field reduction with the combined active and passive shield equals a factor ten or more (average in the target area) in most of the cases. Passive and active shielding seem to be complementary: passive shielding establishes a first, “coarse” field reduction that however is not distributed equally over the target area. Active shielding is useful for the fine tuning of the remaining field. Due to the passive shield, the compensation current for the fine tuning is usually small.

The transformer shield finally is a hybrid passive and active shield. The power of the passive shield is used to drive the active shield. The passive shield is a not short-circuited winding — the generating compensation winding. The transformer consists of this winding (secondary winding) and the shielded device (primary winding). Its load is the active shield. Although the optimization is significantly more complicated than the optimization of a conventional active and passive shield, the transformer shield has advantages: it yields a good field reduction, it is small, easy to construct and it doesn’t need an external power supply.



# Inhoudsopgave

<b>Dankwoord</b>	<b>i</b>
<b>Samenvatting</b>	<b>iii</b>
<b>Summary</b>	<b>vii</b>
<b>Inhoudsopgave</b>	<b>xi</b>
<b>Lijst van notaties, symbolen en afkortingen</b>	<b>xix</b>
<b>1 Inleiding</b>	<b>1</b>
1.1 Problematiek van elektromagnetische compatibiliteit . . . . .	1
1.2 Wettelijke en wenselijke limieten omtrent magnetisch veld . . . . .	2
1.2.1 Wetgeving en gezondheidsaspecten over elektromagnetische velden . . . . .	3
1.2.2 Optredende veldsterkten . . . . .	6
1.2.3 Afscherming . . . . .	12
1.3 Doelstelling . . . . .	13
1.4 Methodologie . . . . .	13
1.4.1 Wetten van Maxwell . . . . .	13
1.4.2 Afschermingstechnieken . . . . .	16
1.4.3 Toepassing van de afschermingstechnieken . . . . .	27

1.5	Overzicht van de volgende hoofdstukken . . . . .	31
<b>2</b>	<b>Passieve magnetische afscherming</b>	<b>33</b>
2.1	Inleiding . . . . .	33
2.2	Algemene transmissielijntheorie . . . . .	34
2.2.1	Korte omschrijving . . . . .	34
2.2.2	Transmissielijntheorie voor een tweedraadslijn . . . . .	35
2.2.3	Transmissielijntheorie voor elektromagnetische schermen . . . . .	43
2.2.4	Toepassing: invallende golf op een vlakke plaat . . . . .	54
2.3	Transmissielijnmethode voor afschermingen in lineair materiaal . . . . .	60
2.3.1	Korte omschrijving . . . . .	60
2.3.2	Theorie en praktijk over afscherming van meerlagenschermen . . . . .	60
2.3.3	Toepassing: lineair cilindervormig scherm (oplossing in poolcoördinaten) . . . . .	64
2.3.4	Toepassing: lineair cilindervormig scherm (oplossing via conforme afbeelding) . . . . .	69
2.4	Transmissielijnmethode voor afschermingen in niet-lineair materiaal (TLM) . . . . .	75
2.4.1	Korte omschrijving . . . . .	75
2.4.2	Preisach-distributiefunctie . . . . .	76
2.4.3	Oplossingsprocedure . . . . .	78
2.4.4	Elektromagnetische verliezen . . . . .	80
2.4.5	Toepassing: niet-lineair cilindervormig scherm . . . . .	82
2.5	Circuitmethode (CM) . . . . .	83
2.5.1	Korte omschrijving . . . . .	83
2.5.2	Theoretische beschouwingen . . . . .	85
2.5.3	Toepassing: vlakke plaat en rooster in uniform veld . . . . .	88
2.6	Eindige-elementenmethode (EEM) . . . . .	92

---

2.6.1	Korte omschrijving . . . . .	92
2.6.2	Tweedimensionaal cartesisch veldprobleem met randvoorwaarden . . . . .	92
2.6.3	Numerieke benaderingsmethode . . . . .	93
2.6.4	Axisymmetrisch veldprobleem met randvoorwaarden . . . .	96
2.6.5	Model voor hoge frequenties . . . . .	98
2.6.6	Toepassing: niet-lineair cilindervormig scherm . . . . .	100
2.7	Besluit . . . . .	101
<b>3</b>	<b>Optimalisatie van magnetische afscherming</b>	<b>105</b>
3.1	Inleiding . . . . .	105
3.2	Overzicht van mogelijke types van afscherming . . . . .	107
3.3	Procedure voor het ontwerpen van een afscherming . . . . .	109
3.4	Optimalisatie van een passief scherm . . . . .	110
3.4.1	Werkwijze . . . . .	110
3.4.2	Toepassing: een passief scherm voor een inductieverhitter	113
3.5	Optimalisatie van een actief scherm . . . . .	115
3.6	Optimalisatie van hybride actief en passief scherm . . . . .	116
3.6.1	Optimalisatie van een actief scherm met vast passief scherm	116
3.6.2	Globale optimalisatie van passief en actief scherm . . . . .	116
3.6.3	Algemene optimalisatie met eindige-elementenmodel . . . .	117
3.6.4	Algemene optimalisatie met analytisch model . . . . .	120
3.7	Optimalisatie van transformator op excitatiespoel . . . . .	124
3.8	Optimalisatie van een actief scherm met gcw . . . . .	127
3.8.1	Spreidingsflux-transformator . . . . .	127
3.8.2	Optimalisatie-algoritme en kostenfunctie . . . . .	129
3.9	Kleinste kwadratenmethode . . . . .	134
3.9.1	Onafhankelijke stromen in elke spoel . . . . .	135

3.9.2	Eén onafhankelijke stroom in alle spoelen in serie . . . . .	137
3.10	Optimalisatie-algoritmes . . . . .	137
3.10.1	Gradiëntmethode . . . . .	137
3.10.2	Simplexmethode . . . . .	138
3.10.3	Genetisch algoritme . . . . .	138
3.10.4	Space Mapping . . . . .	141
3.10.5	Toepassing: een passief scherm voor een inductieverhitter . . . . .	144
3.11	Besluit . . . . .	148
<b>4</b>	<b>Sturing van de actieve afscherming</b>	<b>151</b>
4.1	Inleiding . . . . .	151
4.2	Sturing met software-regelaar . . . . .	153
4.2.1	Overzicht van de regelkring . . . . .	153
4.2.2	Regelgedeelte . . . . .	156
4.2.3	Experimentele resultaten . . . . .	160
4.3	Sturing met hardware-regelaar . . . . .	168
4.3.1	Overzicht van de regelkring . . . . .	168
4.3.2	Regelaar . . . . .	170
4.3.3	Hakker . . . . .	172
4.3.4	Volle brug . . . . .	173
4.3.5	Experimentele resultaten . . . . .	174
4.4	Besluit . . . . .	177
<b>5</b>	<b>Toepassingen van afscherming</b>	<b>179</b>
5.1	Inleiding . . . . .	179
5.2	Magnetische veldsensoren . . . . .	179
5.3	Niet-lineaire afscherming van uniform veld (TLM) . . . . .	185
5.3.1	Effect van niet-lineariteit op de afscherming . . . . .	186



---

5.3.2	Elektromagnetische verliezen . . . . .	187
5.3.3	Effect van niet-lineariteit op de verliezen . . . . .	188
5.4	Niet-lineaire gelaagde afscherming van een uniform veld (TLM) .	190
5.4.1	Aantal lagen . . . . .	190
5.4.2	Optimalisatie van de fractie staal . . . . .	195
5.4.3	Effect van de amplitude van het af te schermen veld . . . . .	197
5.5	Afscherming van een hoogspanningskabel (CM) . . . . .	198
5.5.1	Probleemstelling . . . . .	198
5.5.2	Methode . . . . .	199
5.5.3	Geometrie . . . . .	199
5.5.4	Simulatieresultaten . . . . .	200
5.5.5	Experimentele verificatie . . . . .	207
5.6	Passieve en actieve afscherming van een inductieverhitter voor wielen (EEM) . . . . .	209
5.6.1	Experimentele opstelling . . . . .	209
5.6.2	Geen afscherming . . . . .	213
5.6.3	Passief scherm . . . . .	213
5.6.4	Actief scherm . . . . .	215
5.6.5	Passief scherm en geoptimaliseerd actief scherm (Grad) . .	218
5.6.6	Passief scherm en geoptimaliseerd actief scherm (GA) . . .	219
5.6.7	Globaal geoptimaliseerd passief en actief scherm (GA) . . .	220
5.6.8	Vergelijking berekeningen met meetresultaten . . . . .	221
5.7	Passieve en actieve afscherming van een inductieverhitter voor draad (EEM) . . . . .	223
5.7.1	Geen afscherming . . . . .	223
5.7.2	Passief scherm . . . . .	227
5.7.3	Actief scherm . . . . .	228
5.7.4	Passief en actief scherm . . . . .	229

5.8	Gcw voor een inductieverhitter voor wielen (EEM) . . . . .	231
5.8.1	Simulatie . . . . .	231
5.8.2	Experimentele verificatie van het numeriek model . . . . .	233
5.8.3	Dynamisch gedrag van het scherm . . . . .	234
5.8.4	Conclusie . . . . .	236
5.9	Besluit . . . . .	237
<b>6</b>	<b>Slotbeschouwingen en verder onderzoek</b>	<b>241</b>
6.1	Besluiten . . . . .	241
6.2	Mogelijkheden voor verder onderzoek . . . . .	244
<b>A</b>	<b>Meting van magnetisch spreidingsveld van inductieverhitters</b>	<b>247</b>
A.1	Omschrijving van de meting . . . . .	247
A.2	Meting op inductieverhitter . . . . .	248
A.3	Conclusie . . . . .	250
<b>B</b>	<b>Toelichting bij de hardware-regelaar</b>	<b>251</b>
B.1	Demodulatie van de golfvorm van de zwakke veldsensor . . . . .	251
B.1.1	Demodulatie . . . . .	251
B.1.2	Toepassing in de hardware regelaar . . . . .	252
B.2	Schakelsignalen voor de volle brug . . . . .	259
<b>C</b>	<b>Toelichting bij de axisymmetrische inductieverhitter voor wielen</b>	<b>263</b>
C.1	Overzicht van de gewichtsfactoren voor de axisymmetrische inductieverhitter voor wielen . . . . .	263
C.2	Toelichting bij optimalisatie van een actief scherm . . . . .	263
C.3	Toelichting bij globaal geoptimaliseerd passief en actief scherm . . . . .	265
C.4	Toelichting bij genererende compensatiewikkeling . . . . .	266
	<b>Curriculum Peter Sergeant</b>	<b>269</b>

Inhoudsopgave	xvii
<b>Bibliografie</b>	<b>273</b>
<b>Index</b>	<b>281</b>



# Lijst van notaties, symbolen en afkortingen

## Algemene notaties

- scalaire grootheden:  $R$  (weerstand),  $Q$  (lading), ...
- eenheden en voorzetsels (pico, nano, ...): m (meter), mH (milli-Henry), ...
- operatoren en vast gedefinieerde functies:  $d/dx$ ,  $\sin(x)$ , ...
- eenheidsvectoren:  $\mathbf{1}_x$ ,  $\mathbf{1}_y$ ,  $\mathbf{1}_z$
- ruimtevectoren in het tijdsdomein:  $\mathbf{X}(t) = X_x(t) \mathbf{1}_x + X_y(t) \mathbf{1}_y + X_z(t) \mathbf{1}_z$
- tijdsfasoren: voor  $x(t) = X \cos(\omega t + \phi)$  is  $\underline{X} = X(\cos \phi + j \sin \phi)$
- ruimtevectoren in het frequentiedomein:  $\underline{\mathbf{X}} = \underline{X}_x \mathbf{1}_x + \underline{X}_y \mathbf{1}_y + \underline{X}_z \mathbf{1}_z$

## Symbolen

$\underline{\mathbf{A}}, \mathbf{A}, A$	Vectorpotentiaal (vector potential) [T/m]
$\alpha$	Verzwakkingsconstante (attenuation constant)
$b$	Breedte (width) [m]
$\underline{\mathbf{B}}, \mathbf{B}, B$	Magnetische inductie of fluxdichtheid (magnetic flux density) [T]
$\beta$	Faseconstante (phase constant)
$C$	Capaciteit (capacitance) [F]
$\gamma$	Complexe voortplantingsconstante (propagation constant) [ $\text{m}^{-1}$ ]
$d$	Dikte, afstand [m]
$\underline{\mathbf{D}}, \mathbf{D}, D$	Elektrische inductie (electric induction) [ $\text{C}/\text{m}^2$ ]
$\delta$	Indringdiepte (penetration depth) [m]
$\underline{\mathbf{E}}, \mathbf{E}, E$	Elektrisch veld (electric field) [V/m]
$\epsilon_0$	Permittiviteit van vacuüm (dielectric constant) [F/m]
$\epsilon_r$	Relatieve permittiviteit (relative permittivity)
$\eta$	Karakteristieke impedantie [ $\Omega$ ]
$f$	Frequentie [Hz]
$\phi$	Fysische magnetische flux [Wb]
$\psi$	Gekoppelde magnetische flux [Wb]

---

$G$	Conductantie (conductance) [S]
$h$	Hoogte [m]
$\underline{\mathbf{H}}, \mathbf{H}, H$	Magnetisch veld (magnetic field) [A/m]
$\underline{I}, I$	Stroom (current) [A]
$\underline{\mathbf{J}}, \mathbf{J}, J$	Elektrische stroomdichtheid (current density) [A/m <sup>2</sup> ]
$\underline{\mathbf{K}}, \mathbf{K}, K$	Oppervlaktestroomdichtheid (surface current density) [A/m <sup>2</sup> ]
$k$	Golftal (wave number) [m <sup>-1</sup> ]
$k_E$	Reflectiecoëfficiënt voor elektrisch veld
$k_H$	Reflectiecoëfficiënt voor magnetisch veld
$k_I$	Reflectiecoëfficiënt voor elektrische stroom
$k_V$	Reflectiecoëfficiënt voor elektrische spanning
$l$	Lengte (length) [m]
$L$	Zelfinductie (self inductance) [H]
$\lambda$	Golflengte (wavelength) [m]
$M$	Mutuele inductie (mutual inductance) [H]
$\mu_0$	Magnetische permeabiliteit van vacuüm (magnetic permeability) [H/m]
$\mu_r$	Relatieve magnetische permeabiliteit (relative permeability)
$\omega$	Hoeksnelheid [rad/s]
$\underline{\pi}, \pi$	Oppervlakteladingsdichtheid (surface charge density) [C/m <sup>2</sup> ]
$P$	Actief vermogen [W]
$Q$	Blindvermogen [VAr]
$r$	Straal, afstand, coördinaatrichting
$R$	Weerstand (resistance) [ $\Omega$ ]
$\rho$	Ladingsdichtheid (charge density) [C/m <sup>3</sup> ]
$\rho_s$	Resistiviteit (resistivity) [ $\Omega\text{m}$ ]
$s$	Afschermingsfactor
$S$	Schijnbaar vermogen [VA]
$\sigma$	Geleidbaarheid (conductivity) [S/m]
$t$	Tijd (time) [s]
$t_E$	Transmissiecoëfficiënt voor elektrisch veld
$t_H$	Transmissiecoëfficiënt voor magnetisch veld
$t_I$	Transmissiecoëfficiënt voor elektrische stroom
$t_V$	Transmissiecoëfficiënt voor elektrische spanning
$v$	Volume [m <sup>3</sup> ]
$\underline{V}, V$	Spanning (voltage) [V]
$X$	Reactantie (reactance) [ $\Omega$ ]
$Y$	Admittantie (admittance) [S]
$Z$	Impedantie (impedance) [ $\Omega$ ]
$Z_0$	Karakteristieke impedantie (characteristic impedance) [ $\Omega$ ]
$Z_b$	Bronimpedantie [ $\Omega$ ]
$Z_l$	Lastimpedantie [ $\Omega$ ]

**Afkortingen**

AREI	Algemeen Reglement op de Elektrische Installaties
CM	Circuitmethode
DG	Doelgebied
EEM	Eindige-elementenmethode
EM	Elektromagnetisch
EMC	Elektromagnetische Compatibiliteit
EMI	Elektromagnetische Interferentie
GA	Genetisch algoritme
GRAD	Gradiënt algoritme
IRV	Impedantie-randvoorwaarde
RWP	Randwaardenprobleem
SA	Simplex algoritme
SAR	Specific Absorption Rate
SM	Space mapping
TLM	Transmissielijnmethode





# Hoofdstuk 1

## Inleiding

### 1.1 Problematiek van elektromagnetische compatibiliteit

In onze huidige maatschappij trachten allerhande elektrische en elektronische toestellen de moderne mens meer comfort te bieden. Radio's, gsm's en computers zijn hier goede voorbeelden van, maar ook motoren, vermogenomzetters en transformatoren zijn niet meer weg te denken uit ons dagelijkse leven. Al deze toestellen vereisen de aanwezigheid van een elektriciteitsnet, gsm-masten en radiozenders.

Naarmate meer elektrische apparaten in elkaars buurt worden opgesteld, kunnen zich een aantal onverwachte compatibiliteitsproblemen voordoen. Elk elektrisch toestel produceert namelijk elektrische en magnetische velden. Toestellen die hoge spanningen of stromen hanteren zoals schakelende omzetters, inductieverhitters en motorsturingen kunnen storingen veroorzaken in gevoelige apparaten die met zwakke signalen werken zoals regelaars, meetsensoren, telefoons en computerschermen.

Men noemt deze onderlinge beïnvloeding tussen toestellen *Elektro-Magnetische Interferentie* (EMI). In het laagfrequent gebied van de elektromagnetische golven beschikt een storend apparaat over een drietal kanalen om de werking van het gestoorde toestel te beïnvloeden:

- Toestellen die in de tijd sterk variërende stromen opnemen — bijvoorbeeld bij het aanschakelen — veroorzaken stoorspanningen in andere toestellen op hetzelfde net via de impedantie van het net (geleide EMI)
- Toestellen die hoge, sterk variërende spanningen gebruiken induceren stroom in andere toestellen via het elektrisch veld (capacitieve koppeling)

- Toestellen die hoge, sterk variërende stromen opnemen induceren spanningen in andere toestellen via het magnetisch veld (inductieve koppeling)

Sinds men zich bewust is geworden van moeilijkheden i.v.m. samenwerking van apparaten, is een nieuw vakgebied ontstaan dat problemen omtrent *Elektromagnetische Compatibiliteit* (EMC) bestudeert en tracht te verhelpen. EMC is in [Goedbloed1996] als volgt gedefinieerd:

*EMC is het vermogen van een device, apparaat of systeem om in zijn elektromagnetisch milieu bevredigend te kunnen functioneren, zonder zelf ontoelaatbare stoorsignalen voor iets in dat milieu toe te voegen.*

De overheden hebben de problematiek aangepakt door eisen omtrent emissie en immuniteit op te leggen, waaraan apparaten op de markt moeten voldoen. De EG-richtlijn van 15 december 2004 over EMC [2004/108/EC] verplicht alle elektrische en elektronische apparaten die op de markt komen, aan EMC-limieten te voldoen. Ook is er een beperking van de veldsterkte opgelegd in een aantal richtlijnen en aanbevelingen die in volgende sectie worden toegelicht. Hiermee zouden stoorproblemen uit de wereld geholpen moeten zijn, en verwacht men dat deze apparaten ongehinderd “samenleven” met andere toestellen en met andere woorden, elektromagnetische compatibiliteit vertonen. Het “samenleven met toestellen” kan uitgebreid worden naar “samenleven met mensen”. Met de EMC-normen wil men ook eventuele gezondheidsinvloeden van elektromagnetische velden binnen de perken houden.

## **1.2 Wettelijke en wenselijke limieten omtrent magnetisch veld**

In deze sectie worden eerst een Europese richtlijn en een Europese aanbeveling toegelicht die relevant zijn voor het onderwerp magnetische afscherming. Ook het aspect gezondheid wordt kort belicht. Vervolgens worden deze normen getoetst aan magnetische veldmetingen op een aantal locaties waar magnetische velden aanwezig zijn. Hierbij is het niet de bedoeling volledig te zijn, maar de lezer een idee te geven hoe de elektromagnetische wereld eruit ziet. De informatie is dan ook slechts een greep uit de beschikbare literatuur, en heeft bovendien een tijdelijk karakter.

### 1.2.1 Wetgeving en gezondheidsaspecten over elektromagnetische velden

We belichten eerst de Europese wetgeving, aangezien deze door de lidstaten wordt overgenomen. In België worden de Europese richtlijnen omgezet in koninklijke of ministeriële besluiten. Bij het ter perse gaan van dit werk zijn nog niet alle Europese richtlijnen omgezet.

De Europese raad heeft een richtlijn en een aanbeveling uitgevaardigd om de gezondheidsrisico's voor werknemers te beperken. De aanbeveling 1999/519/EC van 12 juli 1999 [1999/519/EC] is van toepassing voor het algemene publiek. De richtlijn 2004/40/EC van 29 april 2004 [2004/40/EC] is bestemd voor de beroepsbevolking en is slechts geldig op de werkplek. Deze richtlijn verplicht werkgevers om het risico in te schatten dat de werknemers lopen door blootstelling aan elektromagnetische velden. Bij overschrijding van de limietwaarden dient de werkgever een actieplan op te stellen met als doel de blootstelling te verminderen. Dit plan omvat ondermeer herontwerp van de werkplek, reorganisatie van de werkmethoden en het aanbrengen van signalisatie en elektromagnetische afscherming.

In deze richtlijn en aanbeveling worden limieten gepresenteerd voor het elektromagnetisch veld, dat omschreven wordt als “alle statische en tijdsveranderlijke elektrische en elektromagnetische velden binnen het frequentiedomein van 0 tot 300 GHz”. De limieten voor de magnetische inductie<sup>1</sup>  $B$  en het elektrisch veld  $E$  in de richtlijnen zijn gebaseerd op ICNIRP [ICNIRP1998] en worden gegeven in Tabel 1.1 en figuur 1.1.

De opgegeven limietwaarden voor magnetische inductie  $B$  en elektrisch veld  $E$  in de richtlijnen zijn zelf gestoeld op biologische gegevens. In biologische studies zijn de veiligheids- en gezondheidsrisico's onderzocht die veroorzaakt worden door twee effecten als gevolg van de velden: enerzijds de stroom die in het lichaam geïnduceerd wordt en anderzijds de warmteontwikkeling door de absorptie van de elektromagnetische energie. De resultaten van een aantal biologische studies worden samengevat in hetzelfde artikel [ICNIRP1998] dat de normen bevat. Een meer gedetailleerd overzicht van de vele epidemiologische studies i.v.m. elektromagnetische (EM) velden is te vinden in [Ahlbom2001] voor laagfrequente EM velden en [Ahlbom2004] voor radiofrequente velden vanaf 100 kHz.

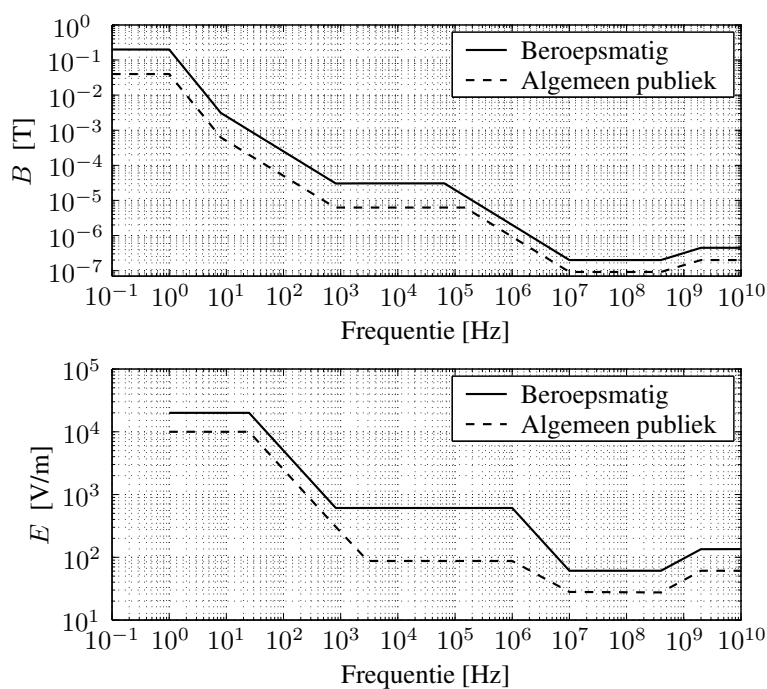
Bij lage frequenties wordt vooral belang gehecht aan de geïnduceerde stroom omwille van vastgestelde negatieve effecten in tabel 1.2. In het frequentiegebied onder 10 MHz wordt de toegelaten stroomdichtheid in het lichaam dan ook beperkt tot 10 mA/m<sup>2</sup> om effecten op het cardiovasculair en het zenuwstelsel tegen te gaan. De werkelijke limieten van  $B$  en  $E$  zijn slechts een gevolg van deze beperking: men heeft eerst de maximale stroomdichtheid bepaald en vervolgens

---

<sup>1</sup>Zie paragraaf 1.4.1: de wetten van Maxwell

Tabel 1.1. Limietwaarden voor beroepsmatige en algemeen publieke blootstelling aan in de tijd veranderende magnetische velden (onverstoorde effectiefwaarden)

Frequentie- bereik	Beroepsmatig [2004/40/EC]		Frequentie- bereik	Publiek [1999/519/EC]	
	E [V/m]	B [ $\mu$ T]		E [V/m]	B [ $\mu$ T]
0-1 Hz	—	$2 \cdot 10^5$	0-1 Hz	—	$4 \cdot 10^4$
1-8 Hz	20000	$2 \cdot 10^5 / f^2$	1-8 Hz	10000	$4 \cdot 10^4 / f^2$
8-25 Hz	20000	$2 \cdot 10^4 / f$	8-25 Hz	10000	$5000 / f$
0,025-0,82 kHz	$500 / f$	$25 / f$	0,025-0,8 kHz	$250 / f$	$5 / f$
0,82-2,5 kHz	610	30,7	0,8-3 kHz	$250 / f$	6,25
2,5-65 kHz	610	30,7	3-150 kHz	87	6,25
65-100 kHz	610	$2000 / f$	0,15-1 MHz	87	$0,92 / f$
0,1-1 MHz	610	$2 / f$	1-10 MHz	$87 / f^{1/2}$	$0,92 / f$
1-10 MHz	$610 / f$	$2 / f$	10-400 MHz	28	0,092
10-110 MHz	61	0,2	400-2000 MHz	$1,375 f^{1/2}$	$0,0046 f^{1/2}$
110-400 MHz	61	0,2	2-300 GHz	61	0,16
400-2000 MHz	$3 f^{1/2}$	$0,01 f^{1/2}$			
2-300 GHz	137	0,45			



Figuur 1.1. Limieten voor elektrisch veld en magnetische inductie bepaald door de Europese Gemeenschap

Tabel 1.2. Biologische effecten van geïnduceerde stroom en nodige veldsterkte bij 50 Hz om deze stroom te veroorzaken in het menselijk lichaam

Geïnduceerde stroomdichtheid [mA/m <sup>2</sup> ]	Overeenkomstige inductie [mT]	Vastgestelde effecten
1 — 10	0,5 — 5	Lichte biologische effecten
10 — 100	5 — 50	Duidelijke effecten aan gezichts- en zenuwstelsel; bevordering van boerherstel
100 — 1000	50 — 500	Stimulatie van prikkelbare weefsels mogelijk gevaar voor de gezondheid
>1000	>500	Extrasystolen en ventriculaire fibrillatie acuut gevaar voor de gezondheid

de limieten voor  $B$  en  $E$  zodanig bepaald dat ze geen hogere stroomdichtheid opwekken in het lichaam. Hiervoor dient het verband gekend te zijn tussen de aangelegde  $B$  of  $E$  enerzijds en de geïnduceerde stroomdichtheid anderzijds. In het uiterst heterogeen menselijk weefsel wordt dit verband benaderend vastgesteld door berekeningen [Scorretti2005], aangezien de stroomdichtheid niet *in vivo* kan gemeten worden.

Bij frequenties boven 100 kHz zijn er limieten op de warmte-ontwikkeling in het lichaam. Men beperkt de *specific absorption rate* (SAR) die aangeeft hoeveel vermogen er per kilogram lichaamsgewicht aan warmte wordt opgewekt. Omdat deze geïnduceerde stromen en/of SAR niet rechtstreeks kunnen gemeten worden, heeft men ook in dit frequentiegebied op basis van simulatiemodellen uitgerekend welk magnetisch en elektrisch veld nodig zijn om deze stroom en SAR te genereren.

De richtlijn [2004/40/EC] behoort tot de reeks van de kaderrichtlijn 89/391/EEC [89/336/EEC] betreffende de veiligheids- en gezondheidswetten die tot doel heeft de werknemer te beschermen tegen blootstelling aan fysische agentia zoals geluidshinder, trillingen, optische straling en elektromagnetische velden.

Naast de wetten van de Europese gemeenschap is er in België een beperking van het elektrische veld in het AREI. Voor het magnetisch veld zijn geen limieten van kracht onder 10 MHz. Ten laatste in 2008 zal echter de richtlijn 2004/40/EC worden vertaald naar een Koninklijk Besluit waardoor de limietwaarden van deze richtlijn bindende kracht krijgen.

Bovenstaande richtlijn [2004/40/EC] en aanbeveling [1999/519/EC] beperken de veldsterkte, ongeacht welk toestel de velden creëert. Voor de volledigheid wordt erop gewezen dat er daarnaast ook nog EMC-normen zijn voor emissie en immuniteit van specifieke toestellen. De reeds vermelde richtlijn 2004/108/EC [2004/108/EC] vermeldt het gebruik van het CE-label voor toestellen die vol-

doen aan de normen omtrent EMC. Producten op de Europese markt mogen het CE-label dragen als teken dat ze voldoen aan de EMC-richtlijn. Dit laatste houdt in dat ze aan alle geharmoniseerde normen moeten beantwoorden die op dat product van toepassing zijn. Als voor een product of familie van producten een “productstandaard” bestaat, moet het hier zonder uitzondering aan voldoen. Bij afwezigheid van een productstandaard zijn er generieke emissie- en immuniteitsnormen [IEC61000-6-1, IEC61000-6-2, IEC61000-6-3, IEC61000-6-4] van het IEC (International Electrotechnical Commission). De EMC-norm bevat ook meer specifieke normen zoals bijvoorbeeld de immuniteitsnorm in verband met “power-frequency magnetic fields” [IEC61000-4-8]. De producent kan de tests zelf uitvoeren, en zichzelf het CE-label toekennen, maar de overheid of een andere fabrikant kan steeds de meetresultaten controleren.

### 1.2.2 Optredende veldsterkten

#### Overzicht

Om enig inzicht te verkrijgen in de normen, worden enkele magnetische veldmetingen besproken en vergeleken met de gangbare normen. Figuren 1.2a en 1.2b geven een overzicht van het amplitude- en frequentiebereik van velden [Wieme1997]. Het amplitudebereik waarin het magnetisch veld bestudeerd wordt in dit werk situeert zich meestal in het gebied tot 10 mT. Het frequentiebereik kan ruwweg afgebakend worden tussen 50 Hz en 1 MHz. Dit gebied kan worden bestudeerd met quasi-statische wetten. Frequenties die nog hoger zijn worden niet behandeld.

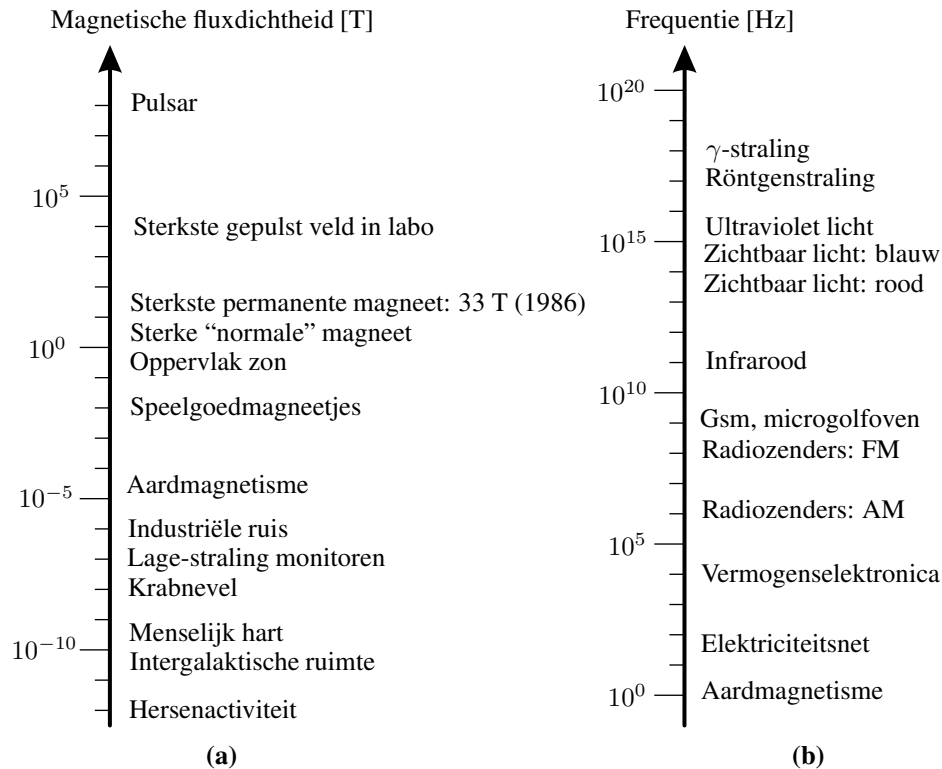
#### Velden met netfrequentie

Voor de **hoogspanningsluchtlijnen en -kabels** met geometrie in figuur 1.3 wordt de magnetische inductie getoond in figuur 1.4. De magnetische inductie is berekend<sup>2</sup> ter hoogte van het maaiveld, en wordt bevestigd door metingen [Garrido2003]. De belangrijkste gegevens en invloedsfactoren omtrent het elektrisch en magnetisch veld rond hoogspanningslijnen worden samengevat:

- De *maximale magnetische inductie* treedt op onder het midden van de lijn of er vlak naast bij een lijn met meerdere draadstellen (figuur 1.3b) of een asymmetrische geometrie van de fasen. Typische maxima zijn 20  $\mu\text{T}$  voor een luchtlijn en 100  $\mu\text{T}$  voor een kabel, zodat de Europese limieten van 100  $\mu\text{T}$  voor algemeen publieke blootstelling [1999/519/EC] of 500  $\mu\text{T}$  voor beroepsmatige blootstelling [2004/40/EC] niet overschreden worden.

---

<sup>2</sup>Zie paragraaf 1.4.2



Figuur 1.2. Het elektromagnetisch spectrum ingedeeld in (a) volgens typische magnetische inductie in Tesla en (b) typische frequentie in Hertz

- De *afstand tot het midden van de lijn* is een belangrijke parameter. Aangezien de som van de stromen normaal gezien nul is, neemt de veldsterkte sneller af dan het veld van één lijnstroom, dat omgekeerd evenredig is met de afstand. Bij een kabel neemt de sterkte sneller af met de afstand dan bij een luchtlijn.
- De *hoogte boven de grond van de geleiders* beïnvloedt sterk het veld in de zone onder de lijn (tot 20 m van het midden), en heeft weinig invloed op grote afstand van de lijn. Curve (b) in Figuur 1.4 werd bekomen met de minimale hoogte  $H$  (maximale doorhang) voor een 380 kV lijn. Verdubbelt men de hoogte, dan is de piek drie maal lager.
- Hoe groter de *afstand tussen de fasegeleiders*, hoe sterker het magnetisch veld onder de lijn. De afstand tussen de geleiders heeft in tegenstelling tot de hoogte van de geleiders boven de grond ook invloed op grote afstand van de lijn. Dit verklaart waarom het veld van een kabel — waar de drie geleiders kort bij elkaar liggen — veel sneller afneemt met de afstand tot het midden van de lijn.

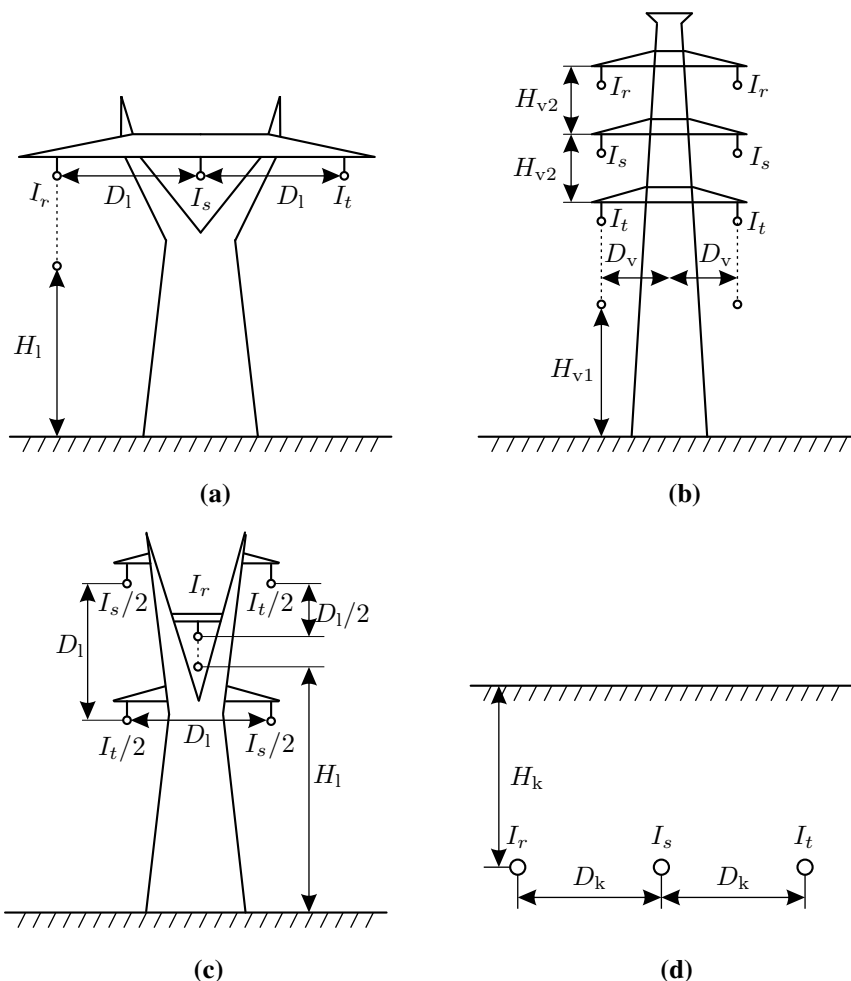
- Bij lijnen op hogere *spanning* wordt doorgaans een hoger magnetisch veld genoteerd, hoewel de afstand tussen geleiders en grond groter is voor hogere spanningen. Lijnen op hoge spanning voeren normaal echter veel meer stroom. Tot  $30 \mu\text{T}$  werd gevonden in [Van Rongen1997] voor 765 kV-lijnen, die in België weliswaar niet voorkomen. Op honderd meter afstand van deze lijn is het veld reeds minder dan  $0,15 \mu\text{T}$ .
- Aangezien de *variatie in de tijd* van de belasting (en dus ook van de lijnstroom en het magnetisch veld) bij sommige lijnen groot is, is de meting van het magnetisch veld slechts een momentopname. Door de stijging van de temperatuur in de geleiders zorgt een toenemende belasting bovendien voor een grotere doorhang van de geleiders waardoor de toename van de veldsterkte op de grond nog wordt versterkt. Het elektrisch veld daarentegen is minder afhankelijk van het tijdstip van de meting omdat de spanning een min of meer constante amplitude heeft. Bij een lijn van 400 kV, kan de elektrische veldsterkte oplopen tot  $10 \text{ kV/m}$  [Korpinen2000, Sjöblom2000] of zelfs hoger. De normen van  $5 \text{ kV/m}$  (publiek) en  $10 \text{ kV/m}$  (beroepsmatig) kunnen hier wel overschreden worden.
- De *configuratie van de geleiders* in een horizontaal vlak, een verticaal vlak of in driehoek heeft weinig invloed. De iets complexere “gesplitste fasen” uitvoering van figuur 1.3b geeft echter een veel lagere veldsterkte. Om het magnetisch veld van hoogspanningslijnen te verminderen werden vele configuraties met gesplitste fasen bestudeerd in [Cruz Romero2001]. Met twee draadstellen zoals in figuur 1.3b kan de veldsterkte onder de lijn worden gereduceerd door de fasevolgorden van beide draadstellen verschillend te kiezen.

In de **elektriciteitscentrale** van Rodenhuijze werden met een aan de vakgroep EESA ontwikkelde magnetische veldsensor [Sergeant2002] (paragraaf 5.2) metingen uitgevoerd. De grootste veldsterkte in de centrale komt voor op een verdieping onder de alternator van groep 4 waar de norm van  $500 \mu\text{T}$  voor beroepsmatige blootstelling [2004/40/EC] wordt bereikt. Deze zone mag enkel door bevoegde personen betreden worden; er werkt niemand gedurende lange tijd. Tijdens de meting leverde deze groep 900 A per fase aan het 150 kV net.

In het **onderstation** nabij dezelfde groep 4 werd kort bij de stroomtransformator tot  $25 \mu\text{T}$  gemeten en  $50 \mu\text{T}$  op 2 m hoogte onder het railstel. In de literatuur [Korpinen2000, Van Rongen1997] vindt men in onderstations meestal een magnetisch veld onder de  $40 \mu\text{T}$  met enkele uitschieters tot  $270 \mu\text{T}$ , wat ruim beneden de norm is.

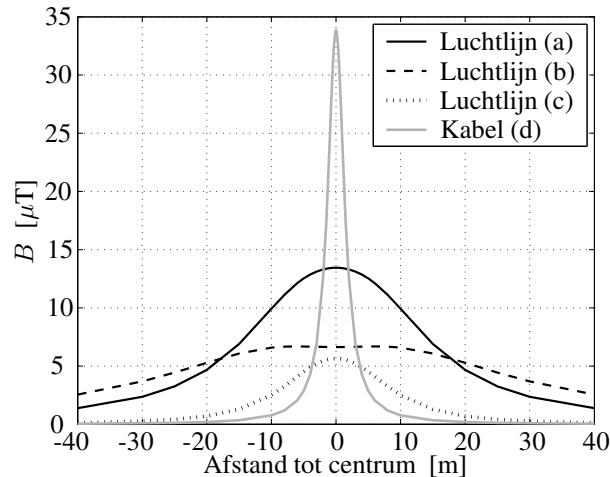
Nabij de **transformator** van groep 4 werd aan de voorkant van de kuip (tegen de onderzijde)  $90 \mu\text{T}$  waargenomen op een plaats die enkel voor bevoegde personen toegankelijk is. Aan de achterzijde, onder het primair draadstel was dit  $85 \mu\text{T}$





Grootheid	Waarde	Beschrijving
$f$	50 Hz	Frequentie
$I$	900 A	Amplitude lijnstroom
$H_l$	11,3 m	Hoogte lijngeleiders in configuraties (a) en (c)
$D_l$	7,4 m	Afstand tussen geleiders in configuraties (a) en (c)
$H_{v1}$	17,0 m	Hoogte onderste lijngeleider in configuratie (b)
$H_{v2}$	9,0 m	Verticale afstand tussen geleiders in configuratie (b)
$D_v$	8,0 m	Halve horizontale afstand tussen geleiders in configuratie (b)
$H_k$	1,5 m	Diepte kabelgeleiders in configuratie (d)
$D_k$	0,25 m	Afstand tussen kabels in configuratie (d)

Figuur 1.3. Geometrie van een hoogspanningsluchtlijn (a) in horizontale configuratie, (b) in verticale configuratie met twee draadstellen, (c) in “gesplitste fasen” configuratie en (d) een hoogspanningskabel.  $I_r$ ,  $I_s$  en  $I_t$  vormen een direct driefasig stel stromen met amplitude  $I$ . De hoogte van de geleiders houdt rekening met de doorhang



Figuur 1.4. De magnetische inductie op de grond als functie van de afstand tot het midden van de lijn voor (a) hoogspanningslijn in horizontale configuratie (b) Belgische 380 kV lijn met twee draadstellen (c) gesplitste fasenlijn en (d) hoogspanningskabel. De waarden kunnen vergeleken worden met de Europese limieten in [1999/519/EC] en [2004/40/EC] die bij 50 Hz vastgelegd zijn op  $500 \mu\text{T}$  voor beroepsmatige blootstelling en  $100 \mu\text{T}$  voor het publiek

in verticale richting. De horizontale component veroorzaakt door de drie fase-stromen die van de generator naar de transfo lopen, was klein omdat de geleiders afgeschermd zijn met een metalen behuizing. In [Janisch1991] wordt het magnetisch veld van een 110 kV/10,6 kV regeltransformator van 48 MVA onderzocht zonder behuizing, en dit zowel bij normaal bedrijf, kortsluiting als inschakelen. Gemeten maximumwaarden waren respectievelijk 0,1 mT, 15 mT en 75 mT. Met behuizing en tijdens normaal bedrijf kwam men op 0,1 mT. Dit is vergelijkbaar met wat in Rodenhuijze werd genoteerd bij een stroom in de primaire geleiders van 7,7 kA bij 20 kV (getransformeerd vermogen van 260 MW+86 MVar). Zelfs bij maximaal vermogen wordt de norm niet overschreden. Bij transformatoren met harsvulling is er vaak geen metalen kuip zoals bij oliegevulde transformatoren, waardoor het magnetisch veld van deze zogenaamde “droge” transformatoren hoger kan zijn.

Op korte afstand van **elektrische toestellen** meet men van enkele  $\mu\text{T}$  tot  $650 \mu\text{T}$  bij een scheerapparaat [Sjöblom2000, Garrido2003]. Het veld neemt snel af met de afstand. In huizen en de meeste werkplaatsen meet men gemiddelde elektrische velden van 1 tot 20 V/m en magnetische velden tussen 0,05 en  $0,3 \mu\text{T}$ . Bij 50 Hz kan men concluderen dat de gangbare richtlijnen niet noemenswaardig worden overschreden aangezien zelfs bij het scheerapparaat de veldsterkte onder de  $100 \mu\text{T}$  daalt op minder dan 10 cm afstand.

## Velden met hogere frequentie

Een inductieverhitter is een voorbeeld van een toestel dat een groot magnetisch veld produceert bij hogere frequentie, hoewel ook zeer laagfrequente inductieverhitting bestaat [Mai1999]. Deze apparaten worden gebruikt voor de thermische behandeling van elektrisch geleidende objecten. Om de warmte te verkrijgen voert een spoel kort bij het werkstuk — de excitatiespoel — grote elektrische stromen, die een sterk in de tijd veranderend magnetisch veld opwekken. Op zijn beurt zorgt dit veld voor wervelstromen in het werkstuk dat hierdoor gaat opwarmen.

De excitatiespoel creëert niet alleen een magnetisch veld in de buurt van het werkstuk, maar ook in de wijde omgeving rond de inductieverhitter. Elektronische apparatuur in deze zone kan gestoord worden door spanningen die het magnetisch veld induceert.

Om het magnetisch spreidingsveld van inductieverhitting in kaart te brengen werden metingen uitgevoerd met de reeds vermelde sensor (zie [Sergeant2002] of paragraaf 5.2) op vijf inductieverhitters voor metaaldraad of voor parallelle draden. De toestellen hadden vermogens tussen 20 en 346 kW en frequenties tussen 6 kHz en 150 kHz. Alle inductieverhitters bleken enkel de norm te overschrijden op zeer korte afstand ( $<1$  m) van de toestellen. De gemeten maxima bevonden zich tussen  $100\text{ }\mu\text{T}$  en  $1\text{ mT}$ . De norm [2004/40/EC] bedraagt in het vernoemde frequentiegebied  $30,7\text{ }\mu\text{T}$ . De maximale veldsterkte treedt op aan de uiteinden van de inductieverhitter, waar de draad in- of uittreedt. Naarmate de afstand tot de excitatiespoel toeneemt, vermindert de veldsterkte zeer snel. Voor één inductieverhitter worden de meetresultaten in detail weergegeven in bijlage A. Het gaat om een axisymmetrische verhitter van 346 kW bij 6,6 kHz, gebruikt voor het uitglueien van staaldraad.

De opgemeten waarden zijn van de zelfde grootte-orde als deze vermeld in de literatuur. In [Floderus2002] werd in een breed frequentiegebied (480 Hz — 1,25 MHz) het spreidingsveld opgemeten van twaalf inductieverhitters. De maximaal opgemeten magnetische veldsterkte van de inductieverhitters bedroeg  $1,2\text{ mT}$  op 10 cm van de meest laagfrequente verhitter. Op 0,5 m afstand van de inductieverhitter werden magnetische fluxdichtheden tussen  $0,38\text{ }\mu\text{T}$  (inductiesoldeermachine) en  $490\text{ }\mu\text{T}$  (inductiefornuis) gemeten. Bij het beoordelen van de normen is niet zozeer de maximum veldsterkte van belang, maar veeleer de veldsterkte op de plaats waar zich werknemers kunnen bevinden. In [Adriano2002] wordt kort bij een inductieverhitter van 2,2 kHz tot  $3\text{ mT}$  gemeten met werkstuk en  $6\text{ mT}$  zonder werkstuk. In het gebied waar de operator zich bevindt is de veldsterkte echter gedaald tot een waarde tussen 20 en  $50\text{ }\mu\text{T}$ .

Andere toestellen zoals metaaldetectoren en elektronische winkelbeveiligingen produceren volgens [Floderus2002] veel lagere veldsterkten. Zo werd bij een metaaldetector van 5 kHz maximaal  $0,4\text{ }\mu\text{T}$  opgetekend.

### 1.2.3 Afscherming

In de buurt van toestellen die sterke magnetische velden opwekken, kunnen zowel de operator die het apparaat bedient als elektronische toestellen op korte afstand blootgesteld worden aan sterke magnetische velden [Adriano2002, Floderus2002, Borio2002]. De velden kunnen beduidend hoger zijn dan de referentieniveaus in de normen omtrent elektromagnetisme die de Europese Gemeenschap hanteert in de richtlijn [2004/40/EC] of [1999/519/EC]. Aangezien veldsterkten onder de norm nog geen garantie zijn voor afwezigheid van stoorproblemen, stelt deze Europese richtlijn bovendien dat een werkgever alle nodige maatregelen moet nemen om schadelijke effecten van elektromagnetische golven te beperken. Hierbij wordt verwezen naar elektronische implantaten zoals pacemakers.

Om de stoorproblemen op te lossen, verdient het de voorkeur de EM bron te verminderen, liever dan de gestoorde toestellen meer immuun te maken. Het verminderen van de EM velden kan geschieden met één van volgende technieken (in [Pettersson1996] toegepast op transmissielijnen):

- **herontwerp van de magnetische bron:** door aandacht te schenken aan het magnetisch circuit kan het traject van de flux gecontroleerd worden.
- **passieve afscherming:** een passieve afscherming bestaat uit platen materiaal met hoge elektrische geleidbaarheid en/of hoge magnetische permeabiliteit. Door de keuze van geschikte materialen worden elektromagnetische verliezen in het scherm beperkt [Schulz1988].
- **actieve afscherming:** een actieve magnetische afscherming bestaat uit een aantal goedgeplaatste, stroomvoerende spoelen — de compensatiespoelen. Door met een externe stroombron geschikte stromen op te dringen in deze spoelen wordt een nieuw magnetisch veld opgewekt dat tegengesteld is aan het te verminderen hoofdveld [Hiles1998]. De stromen in deze compensatiespoelen wekken een magnetisch veld op waarvan de vectoren in een gegeven gebied min of meer tegengesteld zijn aan deze van het oorspronkelijke veld. De keuze van de posities van de compensatiespoelen en van de stromen erin zijn cruciaal om een goede afscherming te bekomen. Hier situeert zich het verschil met passieve afscherming waar de wervelstromen niet door een externe stroombron worden opgedrongen, maar worden geïnduceerd door het aanwezige magnetisch veld.

De maatregelen ter vermindering van het magnetisch spreidingsveld kunnen de nuttige processen van het afgeschermd toestel beïnvloeden. Deze beïnvloeding dient zo klein mogelijk te zijn. Bovendien moeten ook geometrische beperkingen in acht genomen worden om de bereikbaarheid van het toestel te garanderen.

## 1.3 Doelstelling

Dit werk bespreekt het ontwerp van een magnetische afscherming om een sterke vermindering van het magnetisch veld te bekomen in een gegeven “elektromagnetisch vervuild” doelgebied. De eerste doelstelling van dit werk is inzicht bij te brengen inzake afscherming. De verschillende mechanismen en types van afscherming worden onderzocht. De tweede doelstelling is het aanreiken van technieken om een magnetische afscherming te ontwerpen. Aangezien voor dit ontwerp een uitgebreide mathematische fundering onontbeerlijk is, worden de wiskundige modellen en routines grondig bestudeerd. Tenslotte worden de technieken toegepast voor het oplossen van een aantal uiteenlopende afschermingsproblemen.

## 1.4 Methodologie

Hoewel het aanpakken van de meeste afschermingsproblemen rekenintensief is, kan een minderheid van de problemen opgelost worden met een minimum aan wiskunde, mits men een voldoende vereenvoudigde afschermingssituatie beschouwt. Daarom worden reeds in het inleidend hoofdstuk de beschikbare methodes van actieve en passieve afscherming geïllustreerd aan de hand van drie voorbeelden en — aangezien ze voldoende eenvoudig zijn — meteen wiskundig uitgewerkt. Toch kan men ook dit kleine aantal vergelijkingen niet opstellen zonder kennis van de basiswetten van het elektromagnetisme: de wetten van Maxwell.

### 1.4.1 Wetten van Maxwell

De afschermingen voorgesteld in dit werk zijn bedoeld voor installaties met frequenties tussen 50 Hz en enkele honderden kHz tot 1 MHz. Daarom worden de wetten van Maxwell besproken in een quasi-statische benadering. Deze benadering is slechts geldig in een beperkt frequentiegebied van de elektromagnetische golven: de grootste afmeting  $l$  van het bestudeerde gebied met permittiviteit  $\epsilon$  en permeabiliteit  $\mu$  moet véél — best een factor 10 — kleiner zijn dan de elektromagnetische golflengte  $\frac{2\pi}{\omega\sqrt{\mu\epsilon}}$ , met  $\omega$  de hoeksnelheid van de sinusoidaal variërende bron. Voor een installatie werkend bij 1 MHz betekent dit dat de grootste afmeting in lucht 300 m mag zijn. Dit is voldoende groot om de quasi-statische benadering in het beschouwde frequentiegebied als nauwkeurig aan te nemen.

We gebruiken volgende notaties:

- scalaire grootheden zijn schuin weergegeven:  $R$  voor weerstand,  $Q$  voor lading,  $H$  en  $B$  voor de *amplitude* van magnetisch veld en magnetische

inductie,  $s$  voor afschermingsfactor, ...

- eenheden inclusief voorzetsels (pico, nano, ...) zijn niet schuin weergegeven: m voor meter, s voor seconde, de imaginaire eenheid  $j \triangleq \sqrt{-1}$ , pF voor pico-Farad, mH voor milli-Henry, ...
- operatoren en vast gedefinieerde functies zijn niet schuin afgebeeld:  $d/dx$  is de afgeleide naar  $x$ ,  $\nabla$  is de nabla-operator,  $\sin(x)$  is de sinus van  $x$ , ...
- de eenheidsvectoren zijn in het cartesische coördinatenstelsel  $\mathbf{1}_x, \mathbf{1}_y, \mathbf{1}_z$
- een vet symbool is een ruimtevector in het tijdsdomein:  $\mathbf{X}(t) = X_x(t) \mathbf{1}_x + X_y(t) \mathbf{1}_y + X_z(t) \mathbf{1}_z$
- een onderlijnd symbool vertegenwoordigt een tijdsfasor, een complexe voorstelling van een grootheid die sinusoidaal varieert in de tijd: voor  $x(t) = X \cos(\omega t + \phi)$  komt er dat  $\underline{X} = X(\cos \phi + j \sin \phi)$ , met als gevolg dat  $x(t) = \text{Re} [\underline{X} e^{j\omega t}]$  met  $X$  de amplitude en  $\omega$  de hoeksnelheid. De norm van de fasor is de amplitude van het sinusoidaal signaal en niet — zoals vaak bij de studie van elektrische machines en netten — de effectiefwaarde.
- een vet onderlijnd symbool stelt een ruimtevector voor in het frequentiedomein:  $\underline{\mathbf{X}} = \underline{X}_x \mathbf{1}_x + \underline{X}_y \mathbf{1}_y + \underline{X}_z \mathbf{1}_z$

De vier wetten van Maxwell luiden in algemene vorm:

*Integraalvorm*

$$\begin{aligned}\oint_L \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} &= -\frac{\partial}{\partial t} \int_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{s} \\ \oint_L \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} &= \int_S \mathbf{J} \cdot d\mathbf{s} + \frac{\partial}{\partial t} \int_S \mathbf{D} \cdot d\mathbf{s} \\ \oint_S \mathbf{D} \cdot d\mathbf{s} &= \int_V \rho \, dv \\ \oint_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{s} &= 0\end{aligned}$$

*Differentiaalvorm*

$$\begin{aligned}\nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{H} &= \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \\ \nabla \cdot \mathbf{D} &= \rho \\ \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0\end{aligned}$$

Hierin is  $\mathbf{E}$  de elektrische veldsterkte in V/m,  $\mathbf{B}$  de magnetische inductie in T,  $\mathbf{H}$  de magnetische veldsterkte in A/m,  $\mathbf{J}$  de elektrische stroomdichtheid in A/m<sup>2</sup> en  $\mathbf{D}$  de elektrische inductie in C/m<sup>2</sup>.

Aangezien meestal sinusoidale grootheden in regime worden bestudeerd, wordt — om de tijdsafgeleide te vermijden — in de rest van dit werk de tijdsharmonische formulering van de wetten beschouwd, wat lineariteit van de beschouwde problemen inhoudt. De wetten van Maxwell worden in tijdsharmonische voor-

stelling:

*Integraalvorm*

$$\oint_L \underline{\mathbf{E}} \cdot d\mathbf{l} = -j\omega \int_S \underline{\mathbf{B}} \cdot d\mathbf{s}$$

$$\oint_L \underline{\mathbf{H}} \cdot d\mathbf{l} = \int_S \underline{\mathbf{J}} \cdot d\mathbf{s} + j\omega \int_S \underline{\mathbf{D}} \cdot d\mathbf{s}$$

$$\oint_S \underline{\mathbf{D}} \cdot d\mathbf{s} = \int_V \underline{\rho} \, dv$$

$$\oint_S \underline{\mathbf{B}} \cdot d\mathbf{s} = 0$$

*Differentiaalvorm*

$$\nabla \times \underline{\mathbf{E}} = -j\omega \underline{\mathbf{B}} \quad (1.1)$$

$$\nabla \times \underline{\mathbf{H}} = \underline{\mathbf{J}} + j\omega \underline{\mathbf{D}} \quad (1.2)$$

$$\nabla \cdot \underline{\mathbf{D}} = \underline{\rho} \quad (1.3)$$

$$\nabla \cdot \underline{\mathbf{B}} = 0 \quad (1.4)$$

De wet van Faraday (1.1) stelt dat over een gesloten kring  $L$  spanning ontstaat wanneer de magnetische flux door het oppervlak  $S$ , opgespannen over de kring verandert. Deze wet kan aangetoond worden met een eenvoudig experiment: trekt men een permanente magneet snel door een kring uit elektrisch geleidend materiaal, dan loopt er een stroom in de kring. Inderdaad, de magneet verandert immers de flux door de kring zodat het rechterlid van (1.1) verschilt van nul. Bijgevolg ontstaat er een spanning die op haar beurt aanleiding geeft tot een geïnduceerde stroom. Een rechtstreeks gevolg van de wet van Faraday is de wet van Lenz: “Een geïnduceerde stroom in een gesloten kring is zodanig dat zijn magnetisch veld de verandering van het invallend magnetisch veld in de kring tegenwerkt.”

Vergelijking (1.2) noemt de wet van de magnetomotorische kracht of de wet van Ampère. Ook de wet van Ampère kan eenvoudig experimenteel geverifieerd worden: rond een stroomvoerende geleider ontstaan cirkelvormige magnetische veldlijnen die zichtbaar worden door ijzervijlsel te strooien op een stuk karton dat loodrecht staat op de geleider. Uit deze wet blijkt dat magnetisch veld en elektrische stroom onlosmakelijk met elkaar verbonden zijn.

De elektrische wet van Gauss (1.3) zegt dat de elektrische flux die uit een gesloten oppervlak treedt, gelijk is aan de totale elektrische lading binnen dat oppervlak.

Tenslotte is volgens de magnetische wet van Gauss (1.4) de totale magnetische flux door een gesloten oppervlak gelijk aan nul. Hieruit volgt dat magnetische ladingen fysisch niet bestaan in de vrije ruimte.

De wetten van Maxwell dienen aangevuld te worden met de *constitutieve wetten*, die in vereenvoudigde vorm gegeven worden door:

$$\underline{\mathbf{J}} = \sigma \underline{\mathbf{E}} \quad (1.5)$$

$$\underline{\mathbf{D}} = \epsilon_0 \underline{\mathbf{E}} + \underline{\mathbf{P}} = \epsilon_r \epsilon_0 \underline{\mathbf{E}} \quad (1.6)$$

$$\underline{\mathbf{B}} = \mu_0 (\underline{\mathbf{H}} + \underline{\mathbf{M}}) = \mu_r \mu_0 \underline{\mathbf{H}} \quad (1.7)$$

Tenslotte zijn er nog de randvoorwaarden aan een scheidingsvlak waarop zich een oppervlakteladingsdichtheid  $\underline{\pi}$  en een oppervlaktestroomdichtheid  $\underline{\mathbf{K}}$  bevinden:

$$\mathbf{n} \times (\underline{\mathbf{E}}_1 - \underline{\mathbf{E}}_2) = 0 \quad (1.8)$$

$$\mathbf{n} \times (\underline{\mathbf{H}}_1 - \underline{\mathbf{H}}_2) = \underline{\mathbf{K}} \quad (1.9)$$

$$\mathbf{n} \cdot (\underline{\mathbf{D}}_1 - \underline{\mathbf{D}}_2) = \underline{\pi} \quad (1.10)$$

$$\mathbf{n} \cdot (\underline{\mathbf{B}}_1 - \underline{\mathbf{B}}_2) = 0 \quad (1.11)$$

De eerste twee uitdrukkingen betekenen dat de tangentiële componenten van  $\underline{\mathbf{E}}$  en van  $\underline{\mathbf{H}}$  continu zijn indien er geen oppervlaktestroomdichtheid  $\underline{\mathbf{K}}$  is. De laatste twee uitdrukkingen houden in dat de normale componenten van  $\underline{\mathbf{D}}$  en van  $\underline{\mathbf{B}}$  continu zijn aan een scheidingsvlak indien er geen oppervlakteladingsdichtheid  $\underline{\pi}$  aanwezig is op het scheidingsvlak.

In de quasi-statische benadering wordt de term  $j\omega\underline{\mathbf{D}}$  verwaarloosd in de tijdsharmonische vorm van de wet van Ampère (1.2). De ruimtelijke verdelingen van de magnetische inductie  $\underline{\mathbf{B}}$  en het magnetisch veld  $\underline{\mathbf{H}}$  kunnen uitgedrukt worden d.m.v. een magnetische vectorpotentiaal met complexe amplitude  $\underline{\mathbf{A}}$ :

$$\underline{\mathbf{B}} = \mu_r \mu_0 \underline{\mathbf{H}} = \nabla \times \underline{\mathbf{A}} \quad \text{met} \quad \nabla \cdot \underline{\mathbf{A}} \equiv 0 \quad (1.12)$$

De extra voorwaarde  $\nabla \cdot \underline{\mathbf{A}} \equiv 0$  is de Coulomb ijk: een veelgebruikte (maar niet de enige) ijk om de uniciteit van de vectorpotentiaal te garanderen. Combinatie van (1.1) en (1.12) leidt tot een uitdrukking voor  $\underline{\mathbf{E}}$ :

$$\underline{\mathbf{E}} = -j\omega \underline{\mathbf{A}} \quad (1.13)$$

Uit (1.2), (1.5), (1.12) en (1.13) volgt de vergelijking voor de vectorpotentiaal, die de permeabiliteit en geleidbaarheid van het materiaal bevat:

$$\nabla \times \left( \frac{1}{\mu_r \mu_0} \nabla \times \underline{\mathbf{A}} \right) = -j\omega \sigma \underline{\mathbf{A}} \quad (1.14)$$

In de veronderstelling dat  $\nabla \cdot \underline{\mathbf{A}} \equiv 0$ , dat de materialen lineair zijn (en dus constante permeabiliteit hebben) en dat  $j\omega\underline{\mathbf{D}}$  wordt verwaarloosd bekomt men met de rekenregel  $\nabla \times (\nabla \times \underline{\mathbf{A}}) = \nabla(\nabla \cdot \underline{\mathbf{A}}) - \nabla^2 \underline{\mathbf{A}}$  dat

$$\nabla^2 \underline{\mathbf{A}} = j\omega \mu_r \mu_0 \sigma \underline{\mathbf{A}}. \quad (1.15)$$

### 1.4.2 Afschermingstechnieken

De mate waarin een scherm het veld kan verminderen wordt uitgedrukt d.m.v. de afschermingsfactor. De *afschermingsfactor*  $s$  is gedefinieerd als de verhouding



van de veldsterkte in een punt met scherm aanwezig tot de veldsterkte in hetzelfde punt zonder afscherming. Merk op dat de afschermingsfactor gedefinieerd is in één punt. Wanneer  $s = 1$  is er geen afscherming; wanneer  $s = 0$  is de afscherming perfect.

Volgende secties illustreren de mogelijke types afscherming aan de hand van concrete voorbeelden. Telkens is de opbouw dezelfde: eerst een kwalitatieve uitleg van het werkingsprincipe toegepast op de gekozen afschermingssituatie; vervolgens de berekeningen voor de wiskundige uitwerking en tenslotte een korte bespreking van de resultaten.

### Afscherming door opgedrongen stromen

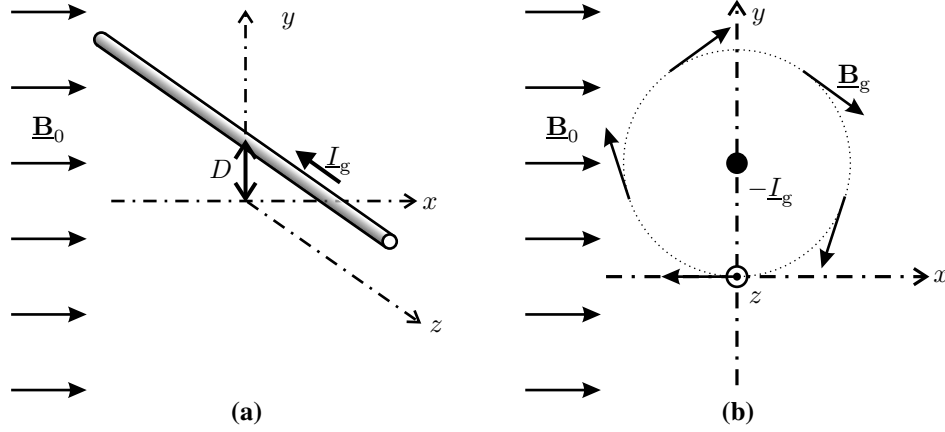
Elke elektrische stroom creëert een magnetisch veld. Wanneer men in een bestaand magnetisch veld een elektrische stroom laat vloeien, dan zal het bijkomend veld van die stroom het oorspronkelijk veld beïnvloeden. Het resulterend veld is immers de (vectoriële) som van het oorspronkelijk veld en het veld t.g.v. de elektrische stroom. De twee velden kunnen elkaar versterken of elkaar tegenwerken. Indien de elektrische stroom een goed gekozen grootte en positie heeft, kan men het aanwezige en het toegevoegde veld in een bepaald punt in de ruimte zelfs perfect tegengesteld maken, m.a.w. men kan het resulterend veld tot nul herleiden; men heeft het veld afgeschermd. In de rest van het proefschrift wordt veldvermindering door opgedrongen stromen steeds *actieve afscherming* genoemd<sup>3</sup>. Om actieve afscherming te illustreren, beschouwen we de **afschermingssituatie** van figuur 1.5a: een uniform magnetisch veld  $\underline{H}_0$  volgens de  $x$ -as met grootte  $H_0$  en magnetische inductie  $\underline{B}_0 = \mu_0 \underline{H}_0$ . Figuur 1.5b toont de projectie van de situatie in het  $xy$ -vlak. We wensen het magnetisch veld nul te maken in de oorsprong  $(0, 0)$  door een elektrische stroom toe te voeren. Daartoe kiezen we een oneindig lange geleider volgens de  $z$ -richting, die geplaatst is in  $(0, D)$  en een stroom  $I_g$  voert langs de negatieve  $z$ -richting.

De **berekening** van de correcte stroom en positie begint met het toepassen van de wet van Ampère (1.2), die de amplitude levert van het magnetisch veld veroorzaakt door de elektrische stroom in de geleider:

$$|\underline{H}_g| = \frac{|\underline{B}_g|}{\mu_0} = \frac{I_g}{2\pi r}$$

met  $r$  de afstand tussen de geleider en het punt waar het magnetisch veld wordt berekend. Aangezien in deze toepassing geen faseverschuivingen optreden, worden de stroom in de geleider  $I_g$  en de componenten van het magnetisch veld als

<sup>3</sup>Het woord “actief” duidt op de noodzaak over een externe stroombron te beschikken die de toegevoegde stroom levert

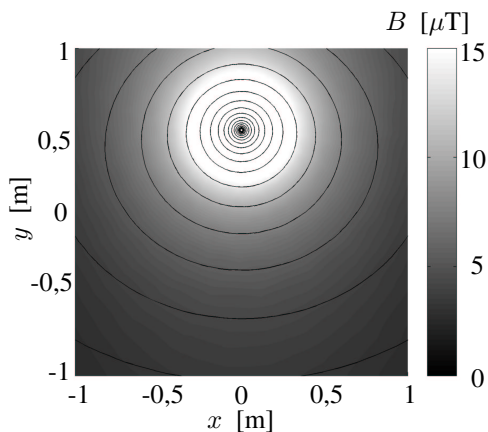


Figuur 1.5. Magnetische afscherming door opgedrongen stroom. (a) 3D zicht van de oneindig lange geleider en (b) projectie in het 2D vlak met illustratie van het veld  $B_g$  opgewekt door een stroom  $I_g$  in de geleider

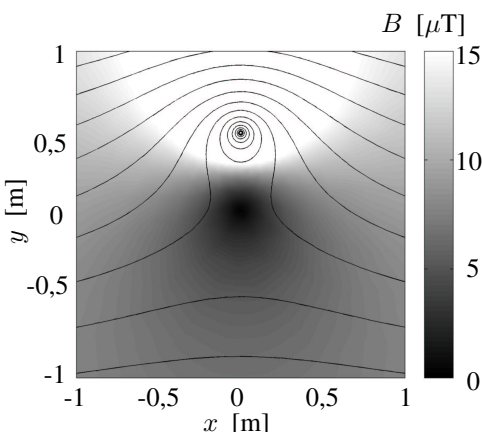
reële getallen voorgesteld en niet als fasoren. Het veld ziet eruit zoals schematisch getoond in figuur 1.5b en is meer realistisch weergegeven in figuur 1.6: in de oorsprong hebben de veldlijnen dezelfde richting als het invallend veld en een tegengestelde zin. Het is duidelijk dat nu enkel nog de juiste grootte van  $I_g$  moet bepaald worden om beide velden elkaars tegengestelde te maken en het veld in de oorsprong tot nul te reduceren. Deze stroom kan eenvoudig gevonden worden door te stellen dat de velden vectorieel tegengesteld moeten zijn:  $\underline{H}_g = -\underline{H}_0$ . Aangezien beide velden in de oorsprong enkel een  $x$ -component hebben en geen faseverschuivingen optreden, kunnen de vectoren zelfs als reële scalaire getallen behandeld worden:  $H_g = -H_0$ , zodat:

$$I_g = 2\pi D H_0 \quad (1.16)$$

Voor een **bespreking** van deze vergelijking starten we van figuur 1.6, die het veldbeeld toont voor  $D = 0,50$  m wanneer de geleider de berekende stroom voert en figuur 1.7, wanneer er ook een uniform veld aanwezig is. De oorsprong voert geen veldlijnen en is zwart gekleurd, wat betekent dat de veldsterkte er nul is ( $s = 0$ ). Merk op dat in het gebied boven de geleider de veldsterkte toeneemt ( $s > 1$ ). Dit is dikwijls het geval met afscherming: veldvermindering in een bepaald gebied veroorzaakt vaak veldverhoging in een ander gebied. Wat betreft de positie van de geleider, blijkt een grotere afstand  $D$  een hogere stroom te vereisen om hetzelfde afschermingseffect te bekomen. Wel ontstaat er bij grotere  $D$  een groter gebied rond de oorsprong waar het veld laag (maar niet nul) is. De  $x$ -coördinaat van de stroomvoerende geleider tenslotte moet nul zijn. Zoniet zijn er minstens 2 geleiders nodig om het veld in de oorsprong identiek nul te maken.



Figuur 1.6. Veld van een lijnstroom



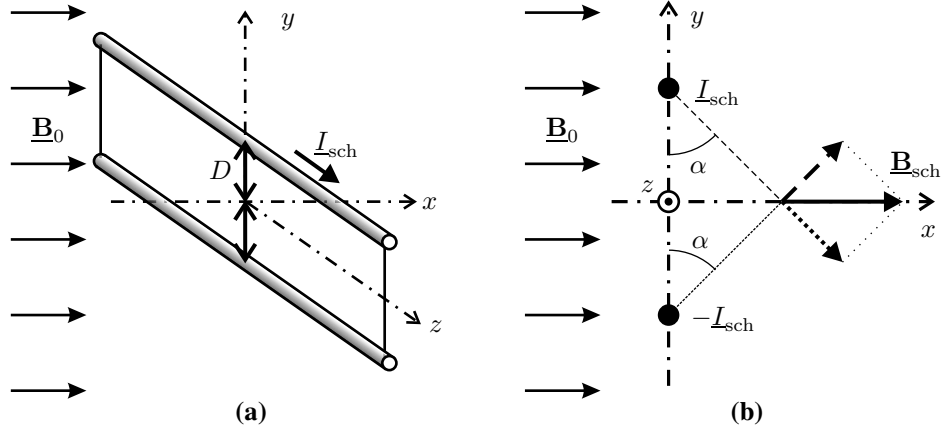
Figuur 1.7. Superpositie van uniform veld en veld van een lijnstroom

Indien de stroom wordt opgedrongen doorheen meerdere geleiders, mag men volgens het superpositieprincipe de velden van elke geleider vectorieel optellen indien het medium lineair is, bijvoorbeeld lucht. Aldus kan men makkelijk het veld berekenen van de hoogspanningslijn of -kabel van paragraaf 1.2.2.

### Afscherming door geïnduceerde stromen

We beschouwen de **afschermingssituatie** van figuur 1.8 [Dupré2004]. Een uniform sinusoidaal magnetisch veld  $\underline{H}_0$  met frequentie  $f$  valt in op 2 zeer lange ronde staven met weerstand  $R$  per meter lengte. De staven met straal  $R_d$  bevinden zich op een afstand  $2D$  van elkaar en zijn aan de uiteinden kortgesloten zodat een rechthoekig geleidend raam ontstaat, verderop “het scherm” genoemd. Uit de wet van Faraday ziet men in dat de magnetische flux van het invallend veld een elektrische spanning zal opwekken in het scherm. Doordat de kring kortgesloten is, zal de spanning aanleiding geven tot stroom en de stroom creëert op zijn beurt een bijkomend magnetisch veld. Aldus wordt het invallend veld verstoord en wel zodanig dat — zoals de wet van Lenz voorschrijft — het veld wordt verzwakt in het gebied binnenin het rechthoekig circuit. Ook in een beperkte zone vóór en achter het scherm wordt het veld verminderd, zodat we deze kortgesloten staven “passieve afscherming” mogen noemen.

De eerste stap in de **berekening** is het bepalen van de geïnduceerde stroom  $I_{\text{sch}}$  in de kring met de wet van Faraday (1.1). In de buurt van het scherm wordt de magnetische inductie van het invallend veld  $\underline{B}_0 = \mu_0 \underline{H}_0$  beïnvloed door de extra magnetische inductie  $\underline{B}_{\text{sch}}$  gecreëerd door  $I_{\text{sch}}$ . Anders gezegd, de totale flux  $\underline{\psi}$  door het scherm bestaat uit een gedeelte invallende flux  $\underline{\psi}_0$  en een gedeelte



Figuur 1.8. Magnetische afscherming door geïnduceerde stroom. (a) 3D zicht van de twee lange staven die op hun uiteinden zijn kortgesloten en (b) projectie in het 2D vlak met illustratie van het veld  $\underline{B}_{\text{sch}}$  opgewekt door een stroom  $\underline{I}_{\text{sch}}$  in de staven

bijkomende flux opgewekt door het scherm  $\underline{\psi}_{\text{sch}}$ . De fluxen worden beschouwd per meter in  $z$ -richting. In punten op de  $x$ -as liggen zowel  $\underline{B}_0$  als  $\underline{B}_{\text{sch}}$  langs de  $x$ -as, omdat de  $y$ -componenten van de velden van bovenste en onderste geleider elkaar opheffen. De wet van Faraday kan uitgeschreven worden als een scalaire wet voor de  $x$ -componenten waarin de magnetische inductie  $\underline{B}$  de vector  $\underline{B} = \underline{B} \mathbf{1}_x + 0 \mathbf{1}_y + 0 \mathbf{1}_z$  voorstelt:

$$\oint_L \underline{E} \cdot d\mathbf{l} = -j\omega \int_S (\underline{B}_0 + \underline{B}_{\text{sch}}) \cdot d\mathbf{s} = -j\omega \underline{\psi}_0 - j\omega \underline{\psi}_{\text{sch}} \quad (1.17)$$

Het linkerlid in (1.17) is de geïnduceerde spanning in de kring genoteerd als  $\underline{V}_{\text{sch}}$ . We beschouwen nu 1 m lengte van het scherm. Aangezien de weerstand per lengte-eenheid in  $z$ -richting  $R$  eindig is, geeft de geïnduceerde spanning aanleiding tot een geïnduceerde stroom:  $\underline{I}_{\text{sch}} = \underline{V}_{\text{sch}}/(2R)$ . Ook de eerste term in het rechterlid is gekend, want  $\underline{\psi}_0 = 2D\underline{B}_0$ . Bijgevolg wordt (1.17) omgevormd tot:

$$2R\underline{I}_{\text{sch}} + j\omega(2D\underline{B}_0 + \underline{\psi}_{\text{sch}}) = 0 \quad (1.18)$$

We zoeken de flux opgewekt door de stroom in het scherm  $\underline{\psi}_{\text{sch}}$ . Daartoe berekenen we in het vlak  $x = 0$  de grootheid  $\underline{B}_{\text{sch}}$  als functie van  $\underline{I}_{\text{sch}}$ :

$$\underline{B}_{\text{sch}}(0, y) = \mu_0 \frac{\underline{I}_{\text{sch}}}{2\pi(D - y)} + \mu_0 \frac{\underline{I}_{\text{sch}}}{2\pi(D + y)}$$

Voor de gekozen referentiezijn van  $\underline{I}_{\text{sch}}$  ligt  $\underline{B}_{\text{sch}}$  volgens de positieve  $x$ -as. Uit de magnetische inductie halen we de flux per meter in  $z$ -richting:

$$\underline{\psi}_{\text{sch}} \approx \int_{-D+R_d}^{D-R_d} \underline{B}_{\text{sch}} dy \approx \mu_0 \frac{\underline{I}_{\text{sch}}}{\pi} \ln \left( \frac{2D}{R_d} \right)$$

In de benaderingen wordt  $R_d$  verwaarloosd ten opzichte van  $D$ . Na substitutie in (1.18) vinden we een uitdrukking voor  $\underline{I}_{\text{sch}}$ :

$$\underline{I}_{\text{sch}} = -\frac{j\omega D \underline{B}_0}{R + j\omega \frac{\mu_0}{2\pi} \ln \frac{2D}{R_d}}$$

De tweede stap in de berekening is de totale magnetische inductie te bepalen in een gekozen punt  $(a, 0)$  in het  $xy$ -vlak. De magnetische inductie is  $\underline{B}(a, 0) = \underline{B}_0 + \underline{B}_{\text{sch}}(a, 0)$ . Om  $\underline{B}_{\text{sch}}$  te vinden maken we gebruik van de reeds gevonden  $\underline{I}_{\text{sch}}$ . Uit het veld van een lijnstroom  $B = \mu_0 I / (2\pi r)$  vinden we  $\underline{B}_{\text{sch}}$ , het totale veld  $\underline{B}$  en de afschermingsfactor  $s$ :

$$\begin{aligned} \underline{B}_{\text{sch}}(a, 0) &= \frac{\mu_0 \underline{I}_{\text{sch}}}{2\pi \sqrt{D^2 + a^2}} \cos(\alpha) \cdot 2 \\ &= \frac{2D\mu_0}{2\pi(D^2 + a^2)} \left( \frac{-j\omega \underline{B}_0 D}{R + j\omega \frac{\mu_0}{2\pi} \ln \frac{2D}{R_d}} \right) \\ &= -\frac{j\omega \mu_0 4D^2 \underline{B}_0}{(D^2 + a^2)(2\pi R + j\omega \mu_0 \ln \frac{2D}{R_d})} \\ \underline{B}(a, 0) &= \underline{B}_0 \left[ 1 - \frac{j\omega \mu_0 2D^2}{(D^2 + a^2)(2\pi R + j\omega \mu_0 \ln \frac{2D}{R_d})} \right] \end{aligned} \quad (1.19)$$

$$s = 1 - \frac{j\omega \mu_0 2D^2}{(D^2 + a^2)(2\pi R + j\omega \mu_0 \ln \frac{2D}{R_d})} \quad (1.20)$$

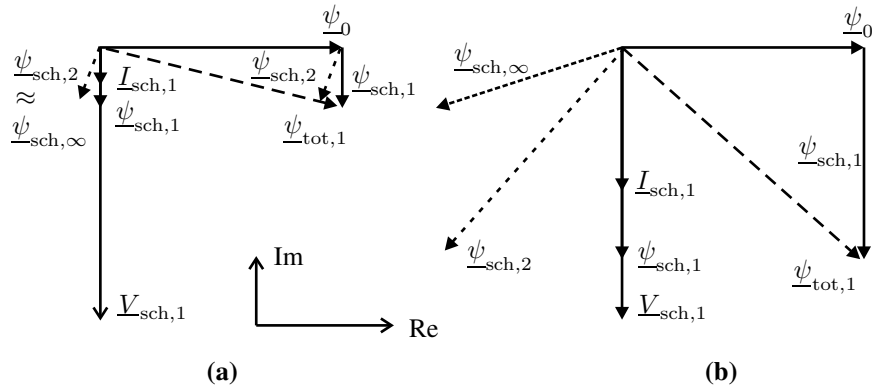
De **bespreking** van  $\underline{B}_{\text{sch}}$  en figuur 1.9 is gebaseerd op de vorm van  $\underline{B}_{\text{sch}}(a, 0)$ , waarbij  $\underline{B}_0$  langs de reële as is gekozen:

$$\underline{B}_{\text{sch}} \sim -\frac{j}{k_1 R + k_2 j\omega} = \frac{-k_2 \omega - jk_1 R}{(k_1 R)^2 + (k_2 \omega)^2} \quad (1.21)$$

- Overeenkomstig met de wet van Lenz is voor elke waarde van  $\omega$  en  $R$  de reële component van het geïnduceerd veld steeds tegengesteld aan het opwekkend veld.
- Als  $k_2 \omega$  relatief klein is t.o.v.  $k_1 R$ , dan ijlt  $\underline{B}_{\text{sch}}$  (iets meer dan)  $90^\circ$  na op  $\underline{B}_0$ . Immers wordt (1.21) vereenvoudigd tot  $\underline{B}_{\text{sch}} \sim -j/(k_1 R)$ .
- Als  $k_2 \omega$  relatief groot is t.o.v.  $k_1 R$ , dan ijlt  $\underline{B}_{\text{sch}}$  (bijna)  $180^\circ$  na op  $\underline{B}_0$ . Nu wordt (1.21) vereenvoudigd tot  $\underline{B}_{\text{sch}} \sim -1/(k_2 \omega)$ . Hoewel de wet van Faraday een naijling van  $90^\circ$  vooropstelt, ijlt de stroom in het scherm vrijwel  $180^\circ$  na op  $\underline{B}_0$ .

De bovenstaande paradox kan op volgende, *zeer intuïtieve manier* worden toegelicht. Er wordt gebruik gemaakt van een iteratieve redenering aan de hand van figuur 1.9. We beschouwen eerst een stroomloos scherm. Het invallend veld veroorzaakt in het scherm de wisselflux  $\underline{\psi}_0$ , gelegen volgens de reële as. De wet van Faraday stelt dat deze flux een spanning  $V_{sch,1}$  veroorzaakt die  $90^\circ$  najlt. De spanning geeft aanleiding tot een stroom en de stroom tot een flux  $\underline{\psi}_{sch,1}$ , allen in fase. De totale flux door het scherm is dus gewijzigd van  $\underline{\psi}_0$  naar  $\underline{\psi}_{tot,1} = \underline{\psi}_0 + \underline{\psi}_{sch,1}$ . Doordat de stroom in het scherm was verwaarloosd, was de eerste toepassing van de wet van Faraday niet correct. De wet moet niet toegepast worden op  $\underline{\psi}_0$  maar op  $\underline{\psi}_{tot,1}$ . Dit geeft aanleiding tot de  $90^\circ$  najlende fluxvector  $\underline{\psi}_{sch,2}$ . De wet van Faraday dient nu opnieuw toegepast te worden op de gecorrigeerde vector  $\underline{\psi}_0 + \underline{\psi}_{sch,2}$ . Indien men oneindig veel iteraties beschouwt, komt men tot de evenwichtsvector  $\underline{\psi}_{sch,\infty}$ . De bijhorende magnetische inductie in  $(a, 0)$  kan rechtstreeks berekend worden met (1.19).

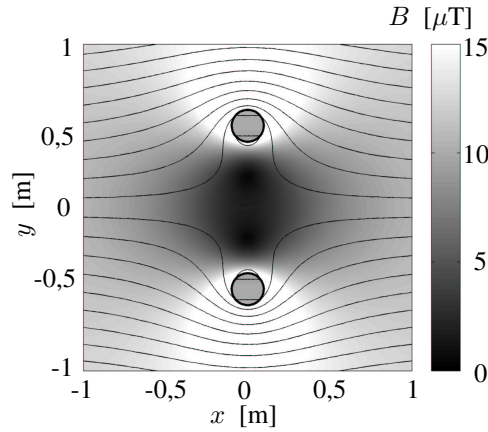
Voor  $k_2\omega$  relatief klein t.o.v.  $k_1R$  is de geïnduceerde flux zo klein dat hij de oorspronkelijke flux nauwelijks beïnvloedt:  $\underline{\psi}_{sch} \ll \underline{\psi}_0$ . De stroom in het scherm ijlt dan ongeveer  $90^\circ$  na op de invallende flux (figuur 1.9a). Voor  $k_2\omega$  relatief groot t.o.v.  $k_1R$  is de geïnduceerde flux veel groter, haast even groot als de invallende flux:  $|\underline{\psi}_{sch}| \approx |\underline{\psi}_0|$ . Hun fase is echter niet dezelfde:  $\underline{\psi}_{sch}$  ijlt na op  $\underline{\psi}_0$ , waardoor de stroom meer dan  $90^\circ$  — zelfs bijna  $180^\circ$  — najlt (figuur 1.9b).



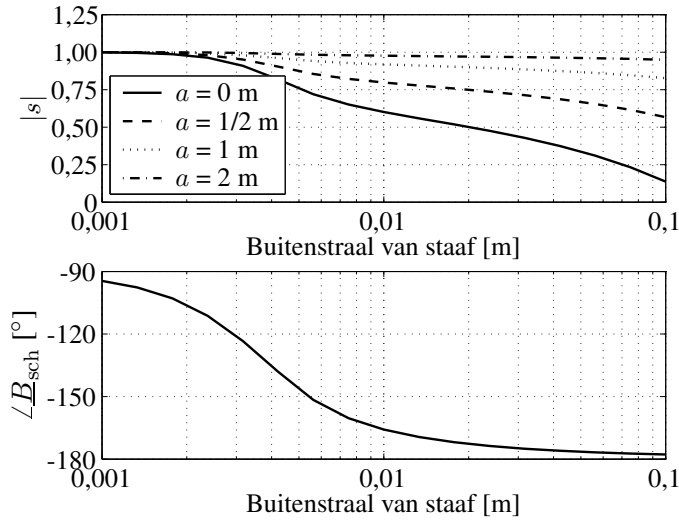
Figuur 1.9. Fasorendiagram voor afscherming van twee staven (a) met  $k_2\omega \ll k_1R$  en (b) met  $k_2\omega \gg k_1R$

Bij 50 Hz toont figuur 1.10 het veldbeeld veroorzaakt door de twee staven in een veld dat op grote afstand uniform is. Verder geeft figuur 1.11 de afschermingsfactor  $s$  weer en ook de fasenaijling van  $\underline{B}_{sch}$  voor verschillende geometrieën van de koperen staven (resistiviteit  $\rho_s = 17 \cdot 10^{-9} \Omega m$ ). Een dikkere staaf heeft uiteraard een kleinere  $R$ , en schermt beter af, vooral kort bij het scherm. De fasehoek van  $\underline{I}_{sch}$  in de dikkere staven neigt naar  $180^\circ$ . In het ideaal geval van oneindige geleid-

baarheid — bijvoorbeeld supergeleiders — is de hoek exact  $180^\circ$ . De invallende en geïnduceerde 50 Hz fluxen zijn dan op elk moment tegengesteld:  $\psi_{\text{sch}} = -\psi_0$ . Het is onmogelijk de totale flux door het scherm te wijzigen aangezien elke verandering in  $\psi_0$  onmiddellijk aanleiding geeft tot een tegengestelde flux  $\psi_{\text{sch}}$ . Er kan wel een initieel gelijkstroomveld zijn zoals bij supergeleidende magneten.



Figuur 1.10. Veldbeeld van magnetische afscherming door twee staven van 0,1 m straal in een 50 Hz veld met  $|\underline{B}_0| = 10 \mu\text{T}$



Figuur 1.11. Afschermingsfactor  $s$  op verschillende afstanden van het scherm en fasehoek van  $\underline{B}_{\text{sch}}$  als functie van de buitenstraal van de staven. Hoe groter de straal, hoe kleiner de weerstand  $R$ . De frequentie is 50 Hz

Het gekozen model veronderstelt dat de stroom zich uniform verdeelt in de geleidersectie. In werkelijkheid zullen de twee stromen in beide voldoende dikke gelei-

ders trachten zo ver mogelijk van elkaar weg te lopen. Ze zullen zich bevinden in de bovenste dunne schil van de bovenste geleider en in de onderste dunne schil van de onderste geleider. De mate waarin de uniformiteit verstoord wordt hangt af van de *indringdiepte*  $\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\sigma}}$ . Dit is de diepte in het materiaal waar de elektromagnetische grootheden zijn gereduceerd tot  $1/e$  (36,8%) keer hun waarden aan het oppervlak. Bij 50 Hz bedraagt de indringdiepte voor koper ongeveer 9 mm. Om het model met uniforme stroomverdeling beter de werkelijkheid te laten benaderen, werden de staven met  $R_d > 5$  mm gemodelleerd als holle cilinders met wanddikte  $5 \text{ mm} < \delta$ . De staven met  $R_d < 5$  mm werden gemodelleerd als massieve koperen cilinders. Hoewel bij de dikste geleiders de *gemiddelde* magnetische inductie door het raam ongeveer nul is (netto flux  $\underline{\psi} \approx 0$ ), is de magnetische inductie *in een lokaal punt* helemaal niet nul: de afschermingsfactor is nooit beter dan 0,25, wat neerkomt op 4 keer verzwakking. Een oneindig grote massieve plaat door het vlak van de staven (loodrecht op het invallend veld) schermt veel beter af dan de staven. Zouden de dikste staven met diameter  $2R_d = 0,2$  m worden vervangen door een even dikke oneindig grote massieve plaat, dan kan de afschermingsfactor ruwweg<sup>4</sup> worden geschat door het aantal indringdieptes te tellen:  $|s| = |e^{-2R_d(1+j)/\delta}| = 3,86 \cdot 10^{-10}$  wat neerkomt op 2,6 miljard keer verzwakking.

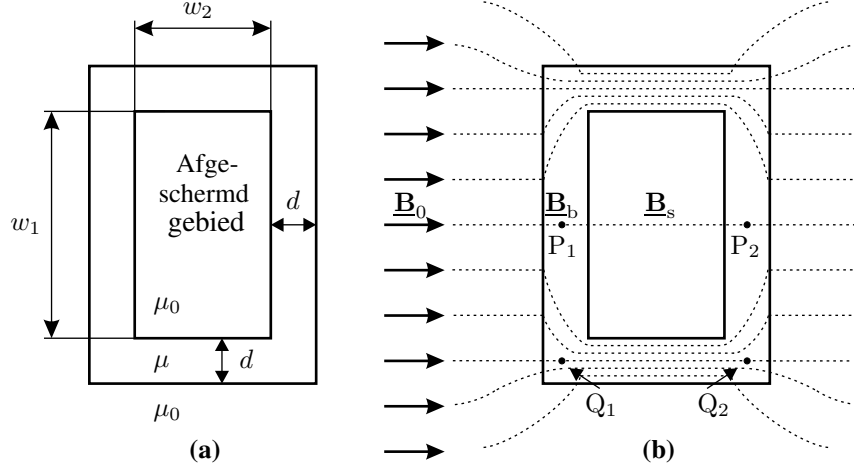
### Afscherming door fluxaftakking

De beschouwde **afschermingssituatie** is deze van een oneindig lange holle balk met geometrie in figuur 1.12a. De balk is niet geleidend, maar heeft een hoge magnetische permeabiliteit. We wensen het veld te kennen in het afgeschermd gebied, zijnde de lucht ingesloten in de balk. Figuur 1.12b toont hoe de oorspronkelijk horizontale veldlijnen worden aangetrokken naar de wand van de balk. De concentratie aan veldlijnen is er zeer groot wat wijst op hoge magnetische inductie. Anderzijds is door dit “aftakken” van flux de magnetische inductie laag in het afgeschermd gebied.

Bij de **berekening** beschouwen we alle grootheden per meter lengte in de richting loodrecht op het blad. De uitwerking is geen exacte beschrijving van de afscherming, maar een sterk vereenvoudigde benadering ter illustratie van het principe. Zo worden de velden voorgesteld d.m.v. reële scalaire getallen hoewel de velden opnieuw vectoren zijn met fasoren als componenten. Dit is mogelijk door de velden te beschouwen op de horizontale symmetrie-as van de balk, waar ze allen enkel een horizontale component hebben. Bovendien treden geen faseverschuivingen op zodat het onnodig is met fasoren te werken. Bij afscherming door fluxaftakking heeft de frequentie van het invallend veld immers geen enkele invloed (ook een gelijkstroomveld wordt afgeschermd).

<sup>4</sup>Reflectie van de elektromagnetische golven is hierbij verwaarloosd.





Figuur 1.12. Dwarsdoorsnede van een oneindig lange balk in een uniform transversaal veld met (a) geometrische en materiaalgegevens en (b) gestileerde veldlijnen

De externe flux die de balk betreedt is

$$\phi_0 = (w_1 + 2d)B_0 = \mu_0(w_1 + 2d)H_0 \quad (1.22)$$

bij verwaarlozing van de fluxlijnen die uit het gebied boven en onder de balk toch naar de balk worden aangetrokken. Een deel van deze flux gaat door de wand van de balk:  $\phi_b = 2\mu d H_b$ . Een deel gaat door de binnenruimte van de balk:  $\phi_s = \mu_0 w_1 H_s$ . De som van beide fluxen is  $\phi_0$ .

$$\phi_0 = \phi_b + \phi_s \Rightarrow \mu_0 H_0 (w_1 + 2d) = 2\mu d H_b + \mu_0 w_1 H_s \quad (1.23)$$

De magnetische reluctantie tussen punten  $Q_1$  en  $Q_2$  bedraagt

$$R_{b1} = \frac{w_2 + d}{\mu d} \quad (1.24)$$

waarbij de zogenaamde “fringing” effecten niet in rekening zijn gebracht. Het magnetisch potentiaalverschil tussen de punten  $Q_1$  en  $Q_2$  is

$$U_{b1} = \frac{\phi_b}{2} R_{b1} = \mu d H_b \frac{w_2 + d}{\mu d} = (w_2 + d) H_b. \quad (1.25)$$

Op dezelfde manier vindt men het potentiaalverschil tussen punten  $P_1$  en  $Q_1$ :

$$U_{b2} = \mu d H_b \frac{w_1 + d}{4\mu d} = \frac{w_1 + d}{4} H_b \quad (1.26)$$

en het totaal potentiaalverschil tussen  $P_1$  en  $P_2$

$$U_b = U_{b1} + 2U_{b2} = \frac{w_1 + 2w_2 + 3d}{2} H_b. \quad (1.27)$$

Dit potentiaalverschil moet gelijk zijn aan het potentiaalverschil over de lucht binnen de balk  $U_s = w_2 H_s$ . Hieruit volgt de verhouding tussen  $H_s$  binnenin de balk en  $H_b$  in de wand van de balk:

$$H_b = \frac{2w_2}{w_1 + 2w_2 + 3d} H_s \quad (1.28)$$

Door substitutie in (1.23) bekomen we de afschermingsfactor  $s$  als de verhouding van het afgeschermd veld  $H_s$  binnenin de balk op het invallend veld  $H_0$ :

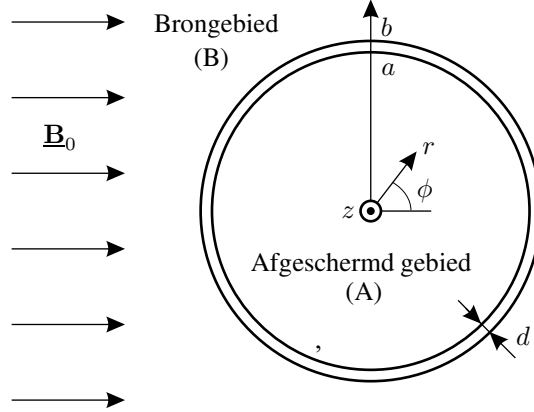
$$s = \frac{H_s}{H_0} = \frac{(w_1 + 2d)(w_1 + 2w_2 + 3d)}{4\frac{\mu}{\mu_0}dw_2 + w_1(w_1 + 2w_2 + 3d)} \quad (1.29)$$

Beschouwt men enkel schermen waarvan de wanddikte voldoende kleiner is dan de hoogte  $w_1$  en de breedte  $w_2$ , dan wordt de uitdrukking iets eenvoudiger:

$$s = \frac{w_1(w_1 + 2w_2)}{4\mu_r dw_2 + w_1(w_1 + 2w_2)}. \quad (1.30)$$

Hierin stelt  $\mu_r = \mu/\mu_0$  de relatieve permeabiliteit van de balk voor.

De **bespreking** van de afschermingsfactor overloopt de invloed van de verschillende parameters op de afscherming. Indien de permeabiliteit van de balk veel groter is dan die van lucht ( $\mu_r \gg 1$ ) en de wanddikte van de balk niet extreem dun is t.o.v. zijn hoogte en breedte, is de eerste term in de noemer van (1.30) dominant. Een hogere permeabiliteit en een hogere wanddikte geven aanleiding tot betere afscherming. Een hogere balk (grote  $w_1$ ) verslecht de afscherming, omdat een deel van de invallende flux dan grote afstanden moet afleggen in de verticale wanden van de balk in figuur 1.12b. Deze lange weg maakt het traject door de balkwand minder interessant zodat meer fluxlijnen kiezen voor de alternatieve weg dwars door het afgeschermd gebied. Een bredere balk (grote  $w_2$ ) maakt de weg door de balkwand opnieuw iets interessanter t.o.v. de weg door het afgeschermd gebied. Deze laatste weg loopt immers door een luchtstrook waarvan de lengte  $w_2$  groot wordt. De afschermingsfactor wordt bij grotere  $w_2$  dan ook beter behalve wanneer  $w_1 \ll 2w_2$ . In dit geval loopt quasi alle flux reeds door de wand van de balk zodat een hogere  $w_2$  niet meer leidt tot nog meer aantrekking van fluxlijnen. Men kan concluderen dat een lage, brede balk veel beter afschermt dan een hoge en smalle. Verder komt de parameter  $H_0$  niet voor in het rechterlid van (1.30). Bij het beschouwde (onrealistische) lineair materiaal heeft de opgedrongen veldsterkte geen invloed op  $s$ . Merk tenslotte op dat bij zeer lage permeabiliteit en/of dikte van de balkwand, de afschermingsfactor naar de waarde één streeft, wat betekent dat er geen veldreductie is.



Figuur 1.13. Een oneindig lang cilindervormig scherm in een uniform veld  $\underline{B}_0$

### 1.4.3 Toepassing van de afschermingstechnieken

#### Fluxaftakking

We beschouwen als **afschermingssituatie** opnieuw een uniform magnetisch veld dat ditmaal invalt op een oneindig lange cilinder (figuur 1.13). In deze paragraaf is de cilinder met binnenstraal  $a$  en buitenstraal  $b$  vervaardigd uit materiaal met hoge magnetische permeabiliteit en met geleidbaarheid nul. Volgens het principe van de fluxaftakking zal de cilinder — door de veldlijnen aan te trekken in de cilinderwand — een groot deel van de veldlijnen weghouden uit het ingesloten gebied (A) dat we wensen af te schermen. In een volgende paragraaf wordt een geleidende cilinder beschouwd met hoge geleidbaarheid en lage permeabiliteit om afscherming door geïnduceerde stroom te illustreren. De verschillen tussen beide mechanismen worden vervolgens bestudeerd.

Wat betreft de **berekeningen** wordt verwezen naar hoofdstuk 2, paragraaf 2.3.3 waar de formule voor de afschermingsfactor van een ferromagnetische cilinder in transversaal veld wordt afgeleid:

$$s = \frac{4 \frac{\mu}{\mu_0} \frac{b^2}{a^2}}{\frac{b^2}{a^2} \left( \frac{\mu}{\mu_0} + 1 \right)^2 - \left( \frac{\mu}{\mu_0} - 1 \right)^2} \quad (1.31)$$

Voor de **bespreking** wordt een cilinder gekozen met buitenstraal  $b = 0,5$  m en binnenstraal  $a = 0,3$  m. Met  $\mu_r = 175$  bekomen we een afschermingsfactor  $s$  van 0,0349 volgens (1.31) wat betekent dat het veld ongeveer 30 maal wordt verlaagd. De situatie wordt getoond in figuur 1.14 voor een invallend veld van  $10 \mu\text{T}$ . Merk op dat langs de horizontale as het veld bijna verdubbelt tot  $18,5 \mu\text{T}$ , terwijl het

langs de verticale as bijna nul wordt. Bij een oneindig hoge permeabiliteit mogen de woorden “bijna” in vorige zinnen vervangen worden door “exact”. In de meerderheid van de gevallen is de wand van het scherm dun t.o.v. zijn straal ( $a \approx b$ ) en is de permeabiliteit hoog ( $\mu/\mu_0 \gg 1$ ). De uitdrukking (1.31) vereenvoudigt dan tot

$$s \approx 2 \frac{\mu_0}{\mu} \frac{b}{b-a} \quad \text{indien } \mu/\mu_0 \gg 1, \sigma = 0 \text{ en } a \approx b \quad (1.32)$$

Deze benadering geeft aan dat afscherming beter is naarmate de relatieve permeabiliteit van het scherm hoger is, naarmate de dikte van het scherm  $b - a$  hoger is, en naarmate de straal kleiner is. Grote schermen hebben een slechtere afschermingsfactor dan kleine omdat meer flux moet getransporteerd worden door een langer fluxkanaal dat dezelfde sectie heeft.

### Geïnduceerde stromen

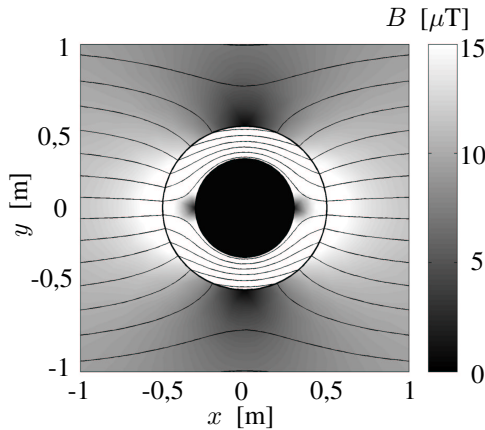
Het veldbeeld voor een identieke **afschermingssituatie** als in vorige paragraaf wordt getoond in figuur 1.15. Om ferromagnetische afscherming te kunnen vergelijken met afscherming door geïnduceerde stromen, is het scherm vervaardigd uit aluminium met geleidbaarheid  $3 \cdot 10^7$  S/m en  $\mu_r = 1$ .

De **berekening** van  $s$  is uitgewerkt in hoofdstuk 2, paragraaf 2.3.3:

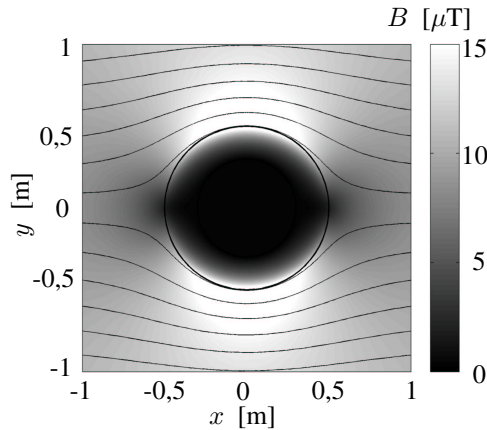
$$s = \frac{1}{1 + \frac{1}{2}j\omega\mu_0\sigma b(b-a)} \quad \text{indien } \mu = \mu_0 \text{ en } a \approx b \quad (1.33)$$

geldig voor niet-ferromagnetische, elektrisch geleidende en dunne schermen.

Voor de **bespreking** wordt de frequentie iets meer dan 1 Hz gekozen zodat de afschermingsfactor eveneens 1/30 bedraagt. De afscherming door geïnduceerde stromen verbetert naarmate de frequentie hoger is. De afschermingsfactor heeft als functie van de frequentie een eerste-orde laagdoorlaatkarakteristiek zoals een  $LR$ -circuit. De tijdsconstante is evenredig met de geleidbaarheid, de straal en de dikte van het scherm. De afscherming verbetert eveneens naarmate de straal van het scherm groter is. Merk het verschil bij fluxaftakking waar de frequentie geen enkele invloed heeft op de afscherming en waar de afscherming slechter wordt naarmate de straal van het scherm groter is. Het “ aantrekken ” van de veldlijnen bij afscherming door fluxaftakking versus het “ afstoten ” van de veldlijnen bij afscherming door geïnduceerde stroom is duidelijk te zien in de veldbeelden figuren 1.14 en figuur 1.15. De cilindrische schermen beïnvloeden dus niet enkel het veld in het ingesloten volume binnenin de cilinder, maar ook in een aanzienlijk gebied aan de buitenzijde.



Figuur 1.14. Veldverdeling rond het cilindervormig scherm met hoge permeabiliteit  $\mu_r = 175$ . De cilinder is geplaatst in een uniform veld met horizontale veldlijnen, frequentie 1 Hz en sterkte  $|\underline{B}_0| = 10 \mu\text{T}$

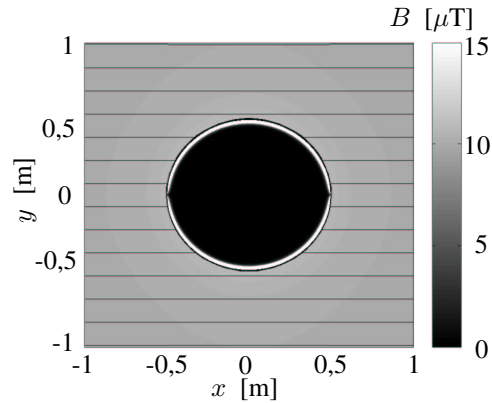


Figuur 1.15. Veldverdeling rond het cilindervormig scherm met hoge conductiviteit  $\sigma = 3 \cdot 10^7 \text{ S/m}$ . De cilinder is geplaatst in een uniform veld met horizontale veldlijnen, frequentie 1 Hz en sterkte  $|\underline{B}_0| = 10 \mu\text{T}$

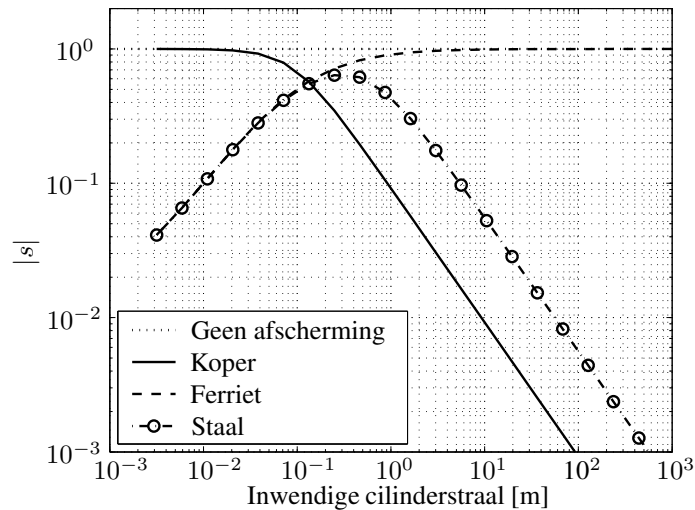
### Fluxaftakking en geïnduceerde stromen

Door een scherm te kiezen met zowel hoge geleidbaarheid als hoge permeabiliteit worden beide mechanismen van afscherming gecombineerd. Aan de buitenzijde van de cilinder worden de veldlijnen afgestoten indien afscherming door geïnduceerde stroom dominant is — bij hogere frequenties — en worden de veldlijnen aangetrokken indien afscherming door fluxaftakking dominant is. Een bijzonder geval is getoond in figuur 1.16 voor een materiaal met de hoge geleidbaarheid  $\sigma$  van figuur 1.15 en de hoge permeabiliteit  $\mu$  van figuur 1.14. Hier treden beide mechanismen precies even sterk op. Aan de buitenzijde wordt het veld helemaal niet verstoord, noch in amplitude, noch in richting van de vectoren. Aan de binnenzijde echter wordt de veldsterkte 400 miljoen keer gereduceerd dankzij de 32 indringdieptes.

Om het effect van de straal van het scherm te bestuderen, toont Figuur 1.17 de afschermingsfactor van de oneindig lange en 1 mm dikke cilinder als functie van de straal. Naarmate platen in geleidend materiaal groter worden, omsluiten ze meer flux. Het gevolg is een grotere geïnduceerde spanning en stroom, waardoor ze betere afschermingseigenschappen verwerven. Naarmate ferromagnetische schermen groter worden, verhoogt de magnetische weglengte in het materiaal (hogere reluctantie), wat dan weer de afscherming slechter maakt. Staal combineert beide methoden van afscherming, maar waarbij één van de twee methoden dominant is afhankelijk van de cilinderstraal, zodat een maximum ontstaat in de afschermings-



Figuur 1.16. Veldverdeling rond het cilindervormig scherm met hoge conductiviteit  $\sigma = 3 \cdot 10^7$  S/m en hoge permeabiliteit 113. De cilinder is geplaatst in een uniform veld met horizontale veldlijnen, frequentie 1 Hz en sterkte  $|\underline{B}_0| = 10 \mu\text{T}$



Figuur 1.17. Afschermingsfactor versus straal van een cilindervormig scherm geplaatst in een uniform veld voor verschillende materialen

curve.

In [Clairmont1999] wordt de afscherming door een bolvormig scherm bestudeerd als functie van de schermdiameter. Net als bij de oneindig lange cilinder blijkt dat ferromagnetische afscherming beter werkt voor schermen met kleine afmetingen, terwijl afscherming door geïnduceerde stroom efficiënter wordt voor grotere schermen. In [Hoburg1995] worden de verschillen in afscherming aangegeven tussen bolvormige en cilindervormige schermen: bij fluxaftakking blijkt een

bolvormig scherm iets efficiënter dan een cilindervormig; bij afscherming door geïnduceerde stroom blijkt het cilindervormig scherm iets beter.

## 1.5 Overzicht van de volgende hoofdstukken

Het tweede hoofdstuk bespreekt een aantal methodes voor het modelleren van passieve schermen. Zowel afscherming door geïnduceerde stroom als door fluxaftakking komen aan bod, ook voor niet-lineaire materialen. Enkele analytische en numerieke methoden worden voorgesteld en voor elke methode wordt de theorie verduidelijkt aan de hand van een voorbeeld.

In hoofdstuk drie worden de mogelijke types van passieve en actieve afschermingen overlopen, samen met de algoritmes om deze afschermingen te optimaliseren. De modellen uit hoofdstuk 2 worden geïmplementeerd met het oog op het ontwerp van een optimale afscherming. Optimaal betekent niet enkel maximale veldreductie in een gegeven gebied. Speciale aandacht gaat ook naar een aantal beperkende “randvoorwaarden” van de optimalisatie: het beperken van de verliezen in de materialen, het minimaliseren van de invloed die schermen uitoefenen op de functionaliteit van het afgeschermd toestel, het respecteren van geometrische en economische beperkingen, ...

Hoofdstuk vier behandelt de sturing van de actieve afscherming. Een actieve afscherming vereist immers dat op elk moment de juiste stroom naar de compensatiespoelen vloeit. Voor experimentele doeleinden is een statische regeling van de stroom in de actieve afscherming voldoende. Voor industriële toepassingen echter is het noodzakelijk de stroom dynamisch te sturen in een regelkring, om de goede werking van het scherm te garanderen onder wijzigende omgevingsomstandigheden.

Hoofdstuk vijf verschaft simulatie- en experimentele resultaten voor een aantal uiteenlopende afschermingstoepassingen. Voorbeelden zijn afscherming van buizen, kabels en inductieverhitting. Hier worden tal van parameterstudies getoond en worden ook de conclusies getrokken over wat nu een goede afscherming is en wat niet, alsook welke vereisten er zijn om tot een succesvolle oplossing te komen ondanks de genoemde “randvoorwaarden”.

Tenslotte vat het laatste hoofdstuk de voornaamste besluiten samen en suggereert ideeën voor toekomstig onderzoek.





## **Hoofdstuk 2**

# **Passieve magnetische afscherming**

### **2.1 Inleiding**

Passieve magnetische afscherming is een vaak toegepaste methode om ongewenste magnetische stoorvelden te onderdrukken in een gegeven gebied. Het aanbrengen van een plaat in elektrisch en/of magnetisch geleidend materiaal is immers niet moeilijk en hoeft ook niet duur te zijn. Hoewel er zeer performante materialen bestaan met een hoog prijskaartje, kunnen ook relatief goedkoop aluminium en plaatstaal voor goede afscherming zorgen. Ook de dure materialen zoals Mumetal en Permalloy maken gebruik van de twee mechanismen van afscherming die in hoofdstuk 1 werden geïllustreerd: afscherming door geïnduceerde stroom en door fluxaftakking.

In dit hoofdstuk volgt er een meer algemene aanpak van passieve afscherming. Verschillende methodes worden besproken, samen met hun voor- en nadelen en toepassingsvoorbeelden. In elke sectie wordt één methode behandeld. Net als bij de voorbeelden in het inleidend hoofdstuk wordt elke methode eerst kort omschreven, vervolgens wiskundig uitgewerkt, en tenslotte toegepast op een voorbeeld.

## 2.2 Algemene transmissielijntheorie

### 2.2.1 Korte omschrijving

De klassieke transmissielijntheorie beschrijft hoe elektrische spanningsgolven en stroomgolven van een bron of generator zich voortplanten over een lijn die uit twee geleiders bestaat. Tijdens het transport in (niet-verliesvrije) transmissielijnen worden de golven gedempt. Bovendien is het mogelijk dat een deel van de golf wordt teruggekaatst bij de overgang van bron naar lijn, van lijn naar belasting en bij elke overgang van één lijn naar een andere. Het vermogen dat de transmissielijn verlaat, wordt afgeleverd aan een lastimpedantie.

De transmissielijntheorie wordt herhaald omdat ze ook kan gebruikt worden om elektromagnetische passieve afscherming te bestuderen. Hierbij worden spanning en stroom vervangen door elektrisch veld en magnetisch veld. De spannings- en stroomgolven van de bron worden het elektrisch en magnetisch veld van de op het scherm invallende elektromagnetische golf. De transmissielijn zelf is het scherm waarin de golf wordt gedempt. Bij de overgang van de lucht naar het scherm, van het scherm naar de lucht en bij overgangen van één scherm naar een ander, kan een deel van de golf worden teruggekaatst. Het vermogen dat het scherm verlaat, komt terecht in het afgeschermd gebied.

De transmissielijnmethode voor schermen is een analytische methode die toelaat een aantal schermen en bronnen te modelleren met eenvoudige geometrieën. In de eerste helft van de twintigste eeuw introduceerde Schelkunoff deze methode die stelt dat het passief scherm — net als een transmissielijn — de invallende elektromagnetische golf deels absorbeert en deels reflecteert [Schelkunoff1943] .

De voordelen van de transmissielijnmethode zijn snelheid en accuraatheid, omwille van het beperkt aantal analytische uitdrukkingen dat moet geëvalueerd worden. Een ander voordeel is dat de passieve schermen uit meerdere lagen mogen opgebouwd zijn. De lagen kunnen in verschillende materialen worden uitgevoerd, net zoals ook een transmissielijn uit meerdere aaneengeschakelde stukken kan bestaan. De lagen kunnen ofwel hoge magnetische permeabiliteit hebben, ofwel hoge geleidbaarheid, ofwel beide. Interessant is een meerlagen-schermdoek bestaande uit afwisselend sterk geleidende en hoog permeabele materialen. Een dergelijk scherm heeft een hoger “effectief” product van permeabiliteit en geleidbaarheid dan een massief scherm uit één enkel materiaal alleen.

Een nadeel van de methode is het beperkt aantal geometrieën van scherm en bron waarvoor een analytische oplossing beschikbaar is. Wat betreft schermen zijn de vergelijkingen uitgewerkt voor o.a. een oneindig uitgestrekte plaat, een cilinder en een bol. Qua bronnen onderscheidt men uniforme velden of magnetische dipolen. Dat de methode niet bruikbaar is voor realistische geometrieën betekent dat haar

nut vooral te vinden is in a priori parameterstudies: men kan zeer snel de invloed op de afscherming onderzoeken van parameters als geleidbaarheid, aantal lagen en permeabiliteit. Op basis hiervan kiest men dan het afschermingsmateriaal dat men vervolgens in een ander model kan stoppen. Een ander nadeel is dat de materialen lineair moeten zijn. Een lineair materiaal is een materiaal waarvan de magnetische permeabiliteit en elektrische geleidbaarheid niet afhankelijk zijn van de magnetische en elektrische veldsterkte.

### 2.2.2 Transmissielijntheorie voor een tweedraadslijn

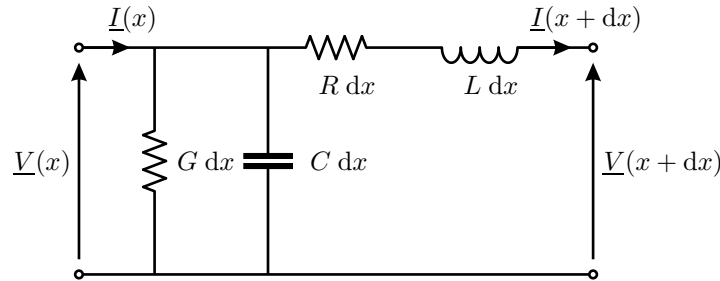
#### Basisvergelijkingen

Eerst wordt de klassieke transmissielijntheorie herhaald voor een lijn bestaande uit twee draden. De vergelijkingen horend bij het elementair stuk transmissielijn van figuur 2.1 zijn in het frequentiedomein

$$\begin{aligned}\underline{V}(x + dx) &= \underline{V}(x) - (R dx + j\omega L dx) \underline{I}(x + dx) \\ \underline{I}(x + dx) &= \underline{I}(x) - (G dx + j\omega C dx) \underline{V}(x).\end{aligned}\quad (2.1)$$

Hierin stelt men  $Z = R + j\omega L$  en  $Y = G + j\omega C$ , respectievelijk de langsim-pedantie en de dwarsadmittantie — beide complexe constanten. Neemt men de limiet  $dx \rightarrow 0$ , dan bekomt men

$$\begin{aligned}\frac{d\underline{V}(x)}{dx} &= -Z\underline{I}(x) \\ \frac{d\underline{I}(x)}{dx} &= -Y\underline{V}(x).\end{aligned}\quad (2.2)$$



Figuur 2.1. Een elementair deel van een klassieke tweedraads-transmissielijn

### Grootheden voor transmissielijnen

De karakteristieke impedantie  $Z_0$  en de voortplantingsconstante  $\Gamma$  van de klassieke transmissielijn zijn gedefinieerd als

$$Z_0 = \sqrt{\frac{Z}{Y}} \quad \text{en} \quad \Gamma = \sqrt{ZY} \quad (2.3)$$

Meestal stelt men  $\Gamma = \alpha + j\beta$ . Hierin is  $\alpha$  de *attenuatieconstante* of de *verzwakkingsconstante* die aangeeft hoe snel de amplitude van een bewegende golf afneemt.  $\alpha$  is niet negatief. Het imaginair deel  $\beta$  van  $\Gamma$  is de *faseconstante*, die in verband staat met de voortplantingssnelheid  $v = \omega/\beta$  van de golven in de transmissielijn. Uit de voortplantingssnelheid en de hoeksnelheid volgt de *ruimtelijke golflengte*  $\lambda = 2\pi/\beta$ .

### Golfvergelijkingen

Afleiden naar  $x$  van één van de twee vergelijkingen (2.2) levert na substitutie in de andere vergelijking

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \underline{V}(x)}{dx^2} &= \Gamma^2 \underline{V}(x) \\ \frac{d^2 \underline{I}(x)}{dx^2} &= \Gamma^2 \underline{I}(x). \end{aligned} \quad (2.4)$$

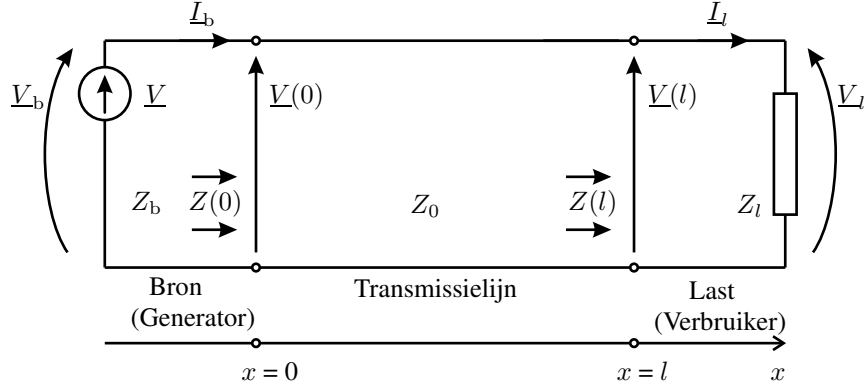
De oplossingen zijn  $\underline{V}(x) = C_1 e^{\Gamma x} + C_2 e^{-\Gamma x}$  en  $\underline{I}(x) = C_3 e^{\Gamma x} + C_4 e^{-\Gamma x}$ . Vermits de golfvergelijkingen (2.4) ontstaan zijn uit twee gekoppelde eerste-ordevergelijkingen, kunnen slechts twee van de vier constanten  $C_i$ ,  $i = 1 \dots 4$  vrij gekozen worden. Substitueert men de oplossingen in de eerste-ordevergelijkingen (2.2), dan vindt men na enig rekenwerk dat

$$\begin{aligned} \underline{V}(x) &= C_1 e^{\Gamma x} + C_2 e^{-\Gamma x} \\ \underline{I}(x) &= -\frac{C_1}{Z_0} e^{\Gamma x} + \frac{C_2}{Z_0} e^{-\Gamma x} \end{aligned} \quad (2.5)$$

met nog slechts twee resterende constanten  $C_1$  en  $C_2$ .

### Randvoorwaarden

De twee overblijvende constanten kunnen gehaald worden uit de randvoorwaarden. De transmissielijn is immers verbonden met een generator of bron aan de



Figuur 2.2. Een transmissielijn, aangesloten op een generator en belast met een verbruiker

ene zijde (op  $x = 0$ ) en met een verbruiker of last aan de andere zijde (op  $x = l$ ) — zie figuur 2.2.

Kent men de randvoorwaarden aan de **kant van de last**  $\underline{V}(l) = \underline{V}_l$  en  $\underline{I}(l) = \underline{I}_l$ , dan leidt (2.5) tot

$$\begin{cases} \underline{V}_l = C_1 e^{\Gamma l} + C_2 e^{-\Gamma l} \\ Z_0 \underline{I}_l = -C_1 e^{\Gamma l} + C_2 e^{-\Gamma l} \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} C_1 = \frac{\underline{V}_l - Z_0 \underline{I}_l}{2} e^{-\Gamma l} \\ C_2 = \frac{\underline{V}_l + Z_0 \underline{I}_l}{2} e^{\Gamma l}. \end{cases} \quad (2.6)$$

Kent men daarentegen de randvoorwaarden aan de **kant van de bron**  $\underline{V}(0) = \underline{V}_b$  en  $\underline{I}(0) = \underline{I}_b$ , dan heeft men

$$\begin{cases} \underline{V}_b = C_1 + C_2 \\ Z_0 \underline{I}_b = -C_1 + C_2 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} C_1 = \frac{\underline{V}_b - Z_0 \underline{I}_b}{2} \\ C_2 = \frac{\underline{V}_b + Z_0 \underline{I}_b}{2}. \end{cases} \quad (2.7)$$

### Vierpoolvergelijkingen

Nu de constanten gekend zijn kunnen ze worden gesubstitueerd in de vergelijkingen van spanning en stroom (2.5). In functie van  $\underline{V}_l$  en  $\underline{I}_l$  worden deze vergelij-

kingen

$$\underline{V}(x) = \frac{\underline{V}_l + Z_0 \underline{I}_l}{2} e^{\Gamma(l-x)} + \frac{\underline{V}_l - Z_0 \underline{I}_l}{2} e^{-\Gamma(l-x)} \quad (2.8)$$

$$\begin{aligned} &\triangleq \underline{V}^{(i)} e^{\Gamma(l-x)} + \underline{V}^{(r)} e^{-\Gamma(l-x)} \\ &= \frac{e^{\Gamma(l-x)} + e^{-\Gamma(l-x)}}{2} \underline{V}_l + \frac{e^{\Gamma(l-x)} - e^{-\Gamma(l-x)}}{2} Z_0 \underline{I}_l \end{aligned}$$

$$\underline{I}(x) = \frac{\underline{V}_l + Z_0 \underline{I}_l}{2Z_0} e^{\Gamma(l-x)} - \frac{\underline{V}_l - Z_0 \underline{I}_l}{2Z_0} e^{-\Gamma(l-x)} \quad (2.9)$$

$$\begin{aligned} &\triangleq \underline{I}^{(i)} e^{\Gamma(l-x)} + \underline{I}^{(r)} e^{-\Gamma(l-x)} \\ &= \frac{e^{\Gamma(l-x)} - e^{-\Gamma(l-x)}}{2Z_0} \underline{V}_l + \frac{e^{\Gamma(l-x)} + e^{-\Gamma(l-x)}}{2} \underline{I}_l. \end{aligned}$$

Schrijft men dit in matrixvorm, dan bekomt men volgende vierpoolvergelijking:

$$\begin{bmatrix} \underline{V}(x) \\ \underline{I}(x) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cosh \Gamma(l-x) & Z_0 \sinh \Gamma(l-x) \\ \frac{1}{Z_0} \sinh \Gamma(l-x) & \cosh \Gamma(l-x) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \underline{V}_l \\ \underline{I}_l \end{bmatrix} \quad (2.10)$$

In functie van  $\underline{V}_b$  en  $\underline{I}_b$  bekomt men:

$$\begin{bmatrix} \underline{V}(x) \\ \underline{I}(x) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cosh \Gamma x & -Z_0 \sinh \Gamma x \\ -\frac{1}{Z_0} \sinh \Gamma x & \cosh \Gamma x \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \underline{V}_b \\ \underline{I}_b \end{bmatrix} \quad (2.11)$$

### Reflectie en transmissie aan het verbruikerseinde

Vergelijking (2.8) in het frequentiedomein wordt in het tijdsdomein

$$\begin{aligned} V(x, t) &= |\underline{V}^{(i)}| e^{\alpha(l-x)} \cos \left[ \omega t + \beta(l-x) + \arg \left( \underline{V}^{(i)} \right) \right] \\ &+ |\underline{V}^{(r)}| e^{-\alpha(l-x)} \cos \left[ \omega t - \beta(l-x) + \arg \left( \underline{V}^{(r)} \right) \right] \end{aligned} \quad (2.12)$$

De eerste term in het rechterlid stelt een spanningsgolf voor die zich voortplant in de positieve  $x$ -richting, dus naar de verbruiker. Dit is de *heengaande* of invallende golf met amplitude  $|\underline{V}^{(i)}| = |(\underline{V}_l + Z_0 \underline{I}_l)/2|$ . De tweede term is een golf in de

negatieve  $x$ -richting, dus van de gebruiker naar de generator. Dit is de *gereflecteerde* golf met amplitude  $|\underline{V}^{(r)}| = |(\underline{V}_l - Z_0 \underline{I}_l)/2|$  die is teruggekaatst aan het gebruikerseinde van de transmissielijn.

De verhouding van de amplitude van de teruggekaatste golf en deze van de heengaande golf aan het gebruikerseinde is de *reflectiecoëfficiënt*. Opnieuw in het frequentiedomein vinden we de (complexe) reflectiecoëfficiënt voor spanninggolven op het uiteinde  $x = l$  :

$$k_{V,l} = \frac{\underline{V}^{(r)}}{\underline{V}^{(i)}} = \frac{\underline{V}_l - Z_0 \underline{I}_l}{\underline{V}_l + Z_0 \underline{I}_l} = \frac{Z_l - Z_0}{Z_l + Z_0} \quad (2.13)$$

Hierbij is gesteund op  $\underline{V}_l = Z_l \underline{I}_l$ . In wat volgt beschouwen we de randvoorwaarden gekend aan de last, m.a.w.  $\underline{V}(l) = \underline{V}_l$ ,  $\underline{I}(l) = \underline{I}_l$  en  $Z(l) = Z_l$ .

Analoog kan men de reflectiecoëfficiënt bepalen voor stroomgolven. Deelt men de amplitude van de teruggekaatste stroomgolf  $\underline{I}^{(r)}$  in (2.9) door deze van de heengaande stroomgolf  $\underline{I}^{(i)}$  in (2.9), dan bekomt men de *reflectiecoëfficiënt* voor stroomgolven aan het uiteinde van de last  $x = l$ :

$$k_{I,l} = \frac{\underline{I}^{(r)}}{\underline{I}^{(i)}} = -\frac{\underline{V}_l - Z_0 \underline{I}_l}{\underline{V}_l + Z_0 \underline{I}_l} = \frac{Z_0 - Z_l}{Z_0 + Z_l} \quad (2.14)$$

Er geldt dat  $k_{V,l} = -k_{I,l}$ .

Het deel van de golf dat niet wordt gereflecteerd komt bij de gebruiker terecht. Op het einde  $x = l$  van de lijn moet omwille van de continuïteit van de spanningen en stroomgolven gelden dat

$$\begin{aligned} \underline{V}^{(i)} + \underline{V}^{(r)} &= \underline{V}^{(t)} \\ \underline{I}^{(i)} + \underline{I}^{(r)} &= \underline{I}^{(t)}. \end{aligned} \quad (2.15)$$

De verhouding van de amplitude van het naar de gebruiker doorgelaten gedeelte van de golf (na de transmissielijn) en de amplitude van de heengaande golf in de transmissielijn, noemt men de *transmissiecoëfficiënt*.

$$t_{V,l} = \frac{\underline{V}^{(t)}}{\underline{V}^{(i)}} = \frac{\underline{V}^{(i)} + \underline{V}^{(r)}}{\underline{V}^{(i)}} = \frac{\underline{V}_l + Z_0 \underline{I}_l + \underline{V}_l - Z_0 \underline{I}_l}{\underline{V}_l + Z_0 \underline{I}_l} = \frac{2Z_l}{Z_l + Z_0} \quad (2.16)$$

$$t_{I,l} = \frac{\underline{I}^{(t)}}{\underline{I}^{(i)}} = \frac{\underline{I}^{(i)} + \underline{I}^{(r)}}{\underline{I}^{(i)}} = \frac{\underline{V}_l + Z_0 \underline{I}_l - (\underline{V}_l - Z_0 \underline{I}_l)}{\underline{V}_l + Z_0 \underline{I}_l} = \frac{2Z_0}{Z_0 + Z_l} \quad (2.17)$$

Tussen de reflectie- en transmissiecoëfficiënten is er volgend verband:

$$\begin{aligned} t_{V,l} &= 1 + k_{V,l} \\ t_{I,l} &= 1 + k_{I,l} \end{aligned} \quad (2.18)$$

### Interpretatie van de impedanties

De **lastimpedantie**  $Z_l$  is de fysische impedantie van de belasting van de lijn. Aangezien de spanning en stroom gekend ondersteld worden aan de kant van de last, is  $V(l) = V_l$ ,  $I(l) = I_l$  en  $Z(l) = Z_l$ . De betrekking  $Z(l) = Z_l$  betekent<sup>1</sup> dat de fysische impedantie  $Z_l$  gelijk is aan de impedantie  $Z(l)$  die men ziet wanneer men in figuur 2.2 naar rechts kijkt op positie  $x = l$ .

De **karakteristieke impedantie**  $Z_0$  wordt bepaald door de geometrie van de lijn en de gebruikte materialen.  $Z_0$  hangt af van de serieweerstand en reactantie van de draden, van de impedantie tussen de 2 draden, maar niet van de lengte  $l$ .

De **ingangsimpedantie**  $Z(0)$  van een lijn is de impedantie die de generator ziet. Het is de impedantie op positie  $x = 0$  in figuur 2.2 wanneer men naar rechts kijkt. De notatie is  $Z(0)$ , niet te verwarren met de karakteristieke impedantie  $Z_0$ . Deingangsimpedantie van een lijn aangesloten op een belasting  $Z_l$  wordt bekomen door  $x$  nul te stellen in (2.10):

$$Z(0) = \frac{V(0)}{I(0)} = \frac{V_l \cosh(\Gamma l) + Z_0 I_l \sinh(\Gamma l)}{\frac{V_l}{Z_0} \sinh(\Gamma l) + I_l \cosh(\Gamma l)} = Z_0 \frac{Z_l \cosh(\Gamma l) + Z_0 \sinh(\Gamma l)}{Z_0 \cosh(\Gamma l) + Z_l \sinh(\Gamma l)}$$

De ingangsimpedantie  $Z(0)$  is afhankelijk van de lengte  $l$  van de lijn, van de karakteristieke impedantie  $Z_0$  en van de lastimpedantie  $Z_l$ . Ook de reflectiecoëfficiënten hangen af van  $Z_0$ : naarmate  $Z_l$  meer verschilt van  $Z_0$ , wijken  $k_{I,l}$  en  $k_{V,l}$  meer af van 0. Wanneer echter  $Z_l = Z_0$  is de ingangsimpedantie  $Z(0)$  gelijk aan de karakteristieke impedantie  $Z_0$ . Er is geen reflectie aan het verbruikersuiteinde want de reflectiecoëfficiënten (2.13) en (2.14) zijn nul en de transmissiecoëfficiënten (2.16) en (2.17) zijn één. Men noemt de lijn “afgestemd”. Bij een afgestemde lijn is de ingangsimpedantie onafhankelijk van de lengte van de lijn, zodat de generator steeds de impedantie  $Z_0$  ziet.

De **bronimpedantie**  $Z_b$  tenslotte is de impedantie van de bron of generator die meestal wordt weergegeven als een impedantie in serie met de bron.

### Reflectie aan bronuiteinde en aan lastuiteinde

In voorgaande paragrafen werd reflectie en transmissie bestudeerd aan het verbruikerseinde van de transmissielijn. Een transmissielijn kan echter ook reflectie vertonen aan de bronzijde indien de lijn niet is afgestemd op de bron ( $Z_0 \neq Z_b$ ). Wanneer er op twee plaatsen reflectie optreedt, worden de reflectie- en transmis-

<sup>1</sup>  $Z(l) = Z_l$ , maar  $Z(0) \neq Z_0$  tenzij  $Z_l = Z_0$



siecoëfficiënt het product van de coëfficiënten op beide plaatsen:

$$k_V = k_{Vb} \cdot k_{Vl} = \frac{Z_0 - Z_b}{Z_0 + Z_b} \cdot \frac{Z_l - Z_0}{Z_l + Z_0} \quad (2.19)$$

$$t_V = t_{Vb} \cdot t_{Vl} = \frac{2Z_0}{Z_0 + Z_b} \cdot \frac{2Z_l}{Z_l + Z_0} \quad (2.20)$$

### Meervoudige reflectie

Zijn er minstens twee plaatsen waar reflectie kan optreden, dan kan één enkele invallende golf aanleiding geven tot meervoudige reflectie zoals getoond in figuur 2.3. Indien de demping in de lijn zeer groot is, kunnen meervoudige reflecties verwaarloosd worden. In het algemene geval echter moeten ze in rekening worden gebracht. De transmissiecoëfficiënten worden dan voor de volledige lijn

$$T_V = \frac{V(l)}{V_b} = \frac{V(l)}{V(0)} \cdot \frac{V(0)}{V_b} \quad (2.21)$$

$$T_I = \frac{I(l)}{I_b} = \frac{I(l)}{I(0)} \cdot \frac{I(0)}{I_b} = \frac{Z_b}{Z_l} \cdot \frac{V(l)}{V_b} = \frac{Z_b}{Z_l} T_V \quad (2.22)$$

Hierin zijn  $V(0)$ ,  $I(0)$ ,  $V(l)$  en  $I(l)$  de werkelijke waarden aan de uiteinden van de lijn 0 en  $l$ , met reflectie in rekening gebracht. Merk op dat de werkelijke spanning  $V(0)$  aan het begin van de lijn verschilt van de door de generator geproduceerde spanning  $V_b$  omwille van de reflectiebijdrage. De benodigde verhoudingen voor  $T_V$  en  $T_I$  werden reeds uitgerekend. De eerste factoren in het rechterlid worden gehaald uit (2.10)

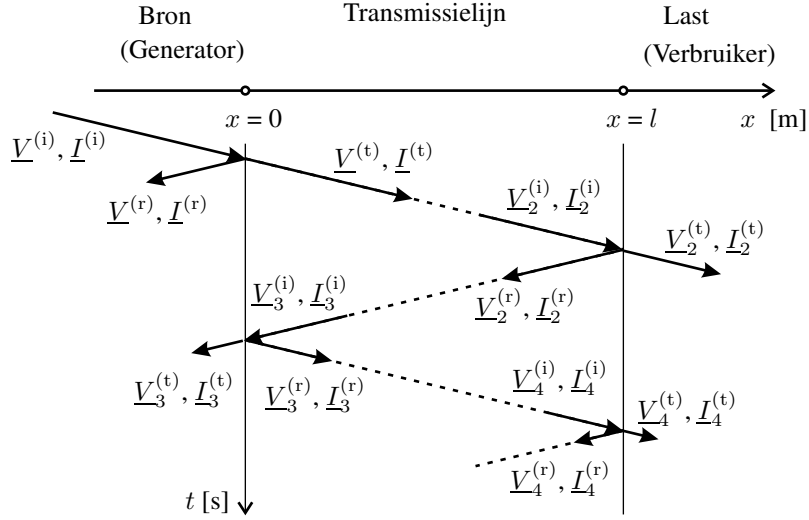
$$\frac{V(l)}{V(0)} = \frac{Z_l}{Z_l \cosh(\Gamma l) + Z_0 \sinh(\Gamma l)} \quad (2.23)$$

$$\frac{I(l)}{I(0)} = \frac{Z_0}{Z_0 \cosh(\Gamma l) + Z_l \sinh(\Gamma l)} \quad (2.24)$$

en de tweede volgen door toepassing van (2.16) en (2.17) aan de bronzijde van de lijn:

$$\frac{V(0)}{V_b} = \frac{2Z(0)}{Z_b + Z(0)} \quad (2.25)$$

$$\frac{I(0)}{I_b} = \frac{2Z_b}{Z_b + Z(0)} \quad (2.26)$$



Figuur 2.3. Reflectie van spannings- en stroomgolven op de uiteinden van de transmissielijn

Na enig rekenwerk bekomt men de transmissiecoëfficiënten voor de spanning en de stroom van de volledige lijn<sup>2</sup>:

$$T_V = e^{-\Gamma l} \cdot t_V \cdot (1 - k_V e^{-2\Gamma l})^{-1} \quad (2.27)$$

$$\triangleq s_A \cdot s_R \cdot s_{MR}$$

$$T_I = e^{-\Gamma l} \cdot t_I \cdot (1 - k_I e^{-2\Gamma l})^{-1} \quad (2.28)$$

met

$$t_V = \frac{4Z_l Z_0}{(Z_b + Z_0)[Z_l + Z_0]} \text{ en } k_V = \frac{(Z_b - Z_0)(Z_l - Z_0)}{(Z_b + Z_0)(Z_l + Z_0)} \quad (2.29)$$

$$t_I = \frac{4Z_b Z_0}{(Z_b + Z_0)[Z_l + Z_0]} \text{ en } k_I = \frac{(Z_b - Z_0)(Z_l - Z_0)}{(Z_b + Z_0)(Z_l + Z_0)} \quad (2.30)$$

Uitdrukkingen (2.27) en (2.28) geven het verband tussen  $\underline{V}$  en  $\underline{I}$  aan de bronkant van de lijn met  $\underline{V}$  en  $\underline{I}$  aan de lastkant van de lijn. Met het verband  $T_I = Z_b/Z_l T_V$  zijn  $T_I$  en  $T_V$  gelijk indien bron- en lastimpedantie gelijk zijn. De drie factoren

<sup>2</sup>De gedefinieerde factoren voor de afscherming door absorptie  $s_A$ , door reflectie  $s_R$  en door meervoudige reflectie  $s_{MR}$  corresponderen met respectievelijk de eerste, tweede en derde term in de uitdrukkingen (2.27) en (2.28) voor  $T_V$  en  $T_I$ .

vertegenwoordigen het absorptieverlies  $s_A$ , het reflectieverlies  $s_R$  en het meervoudig reflectieverlies  $s_{MR}$ . Het absorptieverlies beschrijft de verzwakking van de golven tijdens het transport over de lijn. Het reflectieverlies geeft de amplitudeveranderingen van de golven weer door terugkaatsing bij de overgang van bron naar lijn en van lijn naar last. De meervoudige-reflectieterm moet enkel in rekening worden gebracht indien de damping door absorptie gering is.

### Meerdere lijnen in serie

In voorgaande paragrafen werd steeds één transmissielijn beschouwd aangesloten op een bron en belast met een verbruiker. Ingeval er  $n$  transmissielijnen in serie staan wordt de transmissiecoëfficiënt voor de stroom

$$T_I = \frac{\underline{I}(l_n)}{\underline{I}(l_{n-1})} \cdot \frac{\underline{I}(l_{n-1})}{\underline{I}(l_{n-2})} \cdot \dots \cdot \frac{\underline{I}(l_1)}{\underline{I}(l_0)} \cdot \frac{\underline{I}(l_0)}{\underline{I}_b} \quad (2.31)$$

waar  $l_i$ ,  $i = 1 \dots n$  de  $x$ -coördinaat is waar lijn  $i$  eindigt. Het beginpunt van de eerste transmissielijn is  $x = 0$ . De algemene uitdrukkingen (2.27) en (2.28) kunnen herschreven worden voor  $n$  lijnen in serie. Stel dat lijn  $i$  de eigenschappen  $Z_{0i}$ ,  $\Gamma_i$  en  $l_i$  heeft en dat  $Z(l_i)$  de impedantie is wanneer men naar rechts kijkt na sectie  $i$ . Met de bronimpedantie  $Z_b$  komt er dan:

$$T_V = \frac{Z_l}{Z_b} T_I \quad (2.32)$$

$$T_I = e^{-\Gamma_1 l_1 - \Gamma_2 l_2 - \dots - \Gamma_n l_n} \cdot t_I \cdot [(1 - k_{I1} e^{-2\Gamma_1 l_1})(1 - k_{I2} e^{-2\Gamma_2 l_2}) \dots (1 - k_{In} e^{-2\Gamma_n l_n})]^{-1} \quad (2.33)$$

met

$$t_I = \frac{2Z_b \cdot 2Z_{01} \cdot 2Z_{02} \cdot \dots \cdot 2Z_{0n}}{(Z_b + Z_{01})(Z_{01} + Z_{02})(Z_{02} + Z_{03}) \dots (Z_{0n} + Z_l)}$$

$$k_{Ii} = \frac{(Z_{0i} - Z_{0i-1})(Z_{0i} - Z(l_i))}{(Z_{0i} + Z_{0i-1})(Z_{0i} + Z(l_i))} \quad (2.34)$$

### 2.2.3 Transmissielijntheorie voor elektromagnetische schermen

Een vlakke elektromagnetische golf plant zich in een elektromagnetisch scherm voort zoals een elektrische stroom en spanning op een conventionele tweedraads-transmissielijn. Bij de beschrijving wordt regelmatig verwezen naar uitdrukkingen uit vorige paragraaf 2.2.2 om de equivalentie aan te tonen.

### Basisvergelijkingen

De basisvergelijkingen (2.2) van de tweedraadslijn zijn getoond in figuur 2.4a. De volkomen equivalente basisvergelijkingen van het elektromagnetisch scherm staan in figuur 2.4b. Het zijn de wetten van Faraday (1.1) en Ampère (1.2) in het frequentiedomein:

$$\begin{aligned}\frac{d\mathbf{E}}{dx} &= -j\omega\mu\mathbf{H} \\ \frac{d\mathbf{H}}{dx} &= -(\sigma + j\omega\epsilon)\mathbf{E}\end{aligned}\quad (2.35)$$

Hierin zijn  $\mu$ ,  $\sigma$  en  $\epsilon$  de magnetische permeabiliteit, de elektrische geleidbaarheid en de elektrische permittiviteit. Er wordt benadrukt dat overeenkomstig de gekozen notaties, de grootheden  $\mathbf{E}$  en  $\mathbf{H}$  ruimtelijke vectoren voorstellen:

$$\begin{aligned}\mathbf{E} &= E_x \mathbf{1}_x + E_y \mathbf{1}_y + E_z \mathbf{1}_z \\ \mathbf{H} &= H_x \mathbf{1}_x + H_y \mathbf{1}_y + H_z \mathbf{1}_z\end{aligned}$$

terwijl de onderliggende grootheden tijdsfasoren zijn. De langsimpedantie  $Z$  en de dwarsadmittantie  $Y$  worden nu  $z = j\omega\mu$  en  $y = \sigma + j\omega\epsilon$ . We veronderstellen een vlakke elektromagnetische golf waarvan het elektrisch veld  $\mathbf{E}$  en het magnetisch veld  $\mathbf{H}$  loodrecht staan op elkaar en op de voortplantingsrichting. Wat betreft het assenstelsel kiest men de drie assen volgens de richting van voortplanting, volgens  $\mathbf{E}$  en volgens  $\mathbf{H}$ . Door deze keuze hebben de vectoren  $\mathbf{E}$  en  $\mathbf{H}$  slechts één component verschillend van nul:  $\mathbf{E} = E_y \mathbf{1}_y$  en  $\mathbf{H} = H_z \mathbf{1}_z$ . Ze kunnen bijgevolg genoteerd worden als fasoren  $\underline{E} = E_y$  en  $\underline{H} = H_z$ .

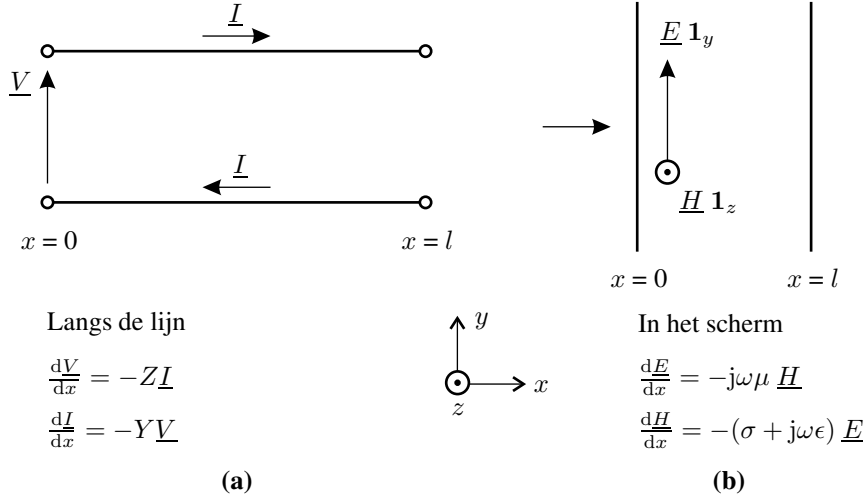
### Grootheden voor transmissielijnen

De karakteristieke impedantie  $\eta$  en de voortplantingsconstante  $\gamma$  van het elektromagnetisch scherm

$$\eta = \sqrt{\frac{j\omega\mu}{\sigma + j\omega\epsilon}} \quad \text{en} \quad \gamma = \sqrt{j\omega\mu(\sigma + j\omega\epsilon)} \quad (2.36)$$

zijn vergelijkbaar met deze van de tweedraads-transmissielijn (2.3).

Men stelt  $\gamma = \alpha + j\beta$ . Hierin is  $\alpha$  de niet-negatieve *attenuatieconstante* of de *verzwakkingsconstante* die aangeeft hoe snel de amplitude van een bewegende golf afneemt. Het imaginair deel  $\beta$  van  $\gamma$  is de *faseconstante*, die in verband



Figuur 2.4. (a) Conventionele tweedraads-transmissielijn en (b) oneindig groot vlak elektromagnetisch scherm met loodrecht invallende vlakke elektromagnetische golf

staat met de voortplantingssnelheid  $v = \omega/\beta$  van de elektromagnetische golven in de transmissielijn. Uit de voortplantingssnelheid en de hoeksnelheid volgt de *ruimtelijke golflengte*  $\lambda = 2\pi/\beta$ .

In tabel 2.1 wordt een vergelijking gemaakt tussen de besproken grootheden in diëlektrica en in metalen.

### Golfvergelijkingen

Men vindt de golfvergelijkingen voor het elektrisch en het magnetisch veld uit (2.35):

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \underline{E}(x)}{dx^2} &= \gamma^2 \underline{E}(x) \\ \frac{d^2 \underline{H}(x)}{dx^2} &= \gamma^2 \underline{H}(x) \end{aligned} \quad (2.37)$$

Aangezien deze vergelijkingen dezelfde vorm hebben als (2.4) zijn ook de oplos-

Tabel 2.1. Vergelijking van transmissielijnconstanten in diëlektrica en in metalen: voortplantingsconstante  $\gamma$ , verzwakkingsconstante  $\alpha$ , faseconstante  $\beta$ , karakteristieke impedantie  $\eta$ , voortplantingssnelheid  $v$  en golflengte  $\lambda$ . De uitdrukkingen voor metalen vereisen niet al te hoge frequenties zodat  $\omega\epsilon \ll \sigma$

C <sup>te</sup>	Uitdrukking	Algemeen	Diëlektricum	Metaal
$\gamma$	$\sqrt{zy}$	$\sqrt{j\omega\mu(\sigma + j\omega\epsilon)}$	$j\omega\sqrt{\mu\epsilon}$	$(1 + j)\sqrt{\frac{\omega\mu\sigma}{2}}$
$\alpha$	$\text{Re}(\gamma)$	$\sqrt{\frac{\omega\mu}{2}(-\omega\epsilon + \sqrt{\omega^2\epsilon^2 + \sigma^2})}$	0	$\sqrt{\frac{\omega\mu\sigma}{2}}$
$\beta$	$\text{Im}(\gamma)$	$\sqrt{\frac{\omega\mu}{2}(\omega\epsilon + \sqrt{\omega^2\epsilon^2 + \sigma^2})}$	$\omega\sqrt{\mu\epsilon}$	$\sqrt{\frac{\omega\mu\sigma}{2}}$
$\eta$	$\sqrt{\frac{z}{y}}$	$\sqrt{\frac{j\omega\mu}{\sigma + j\omega\epsilon}}$	$\sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}$	$(1 + j)\sqrt{\frac{\omega\mu}{2\sigma}}$
$v$	$\frac{\omega}{\beta}$	$\sqrt{\frac{2\omega}{\mu(\omega\epsilon + \sqrt{\omega^2\epsilon^2 + \sigma^2})}}$	$\frac{1}{\sqrt{\mu\epsilon}}$	$\sqrt{\frac{2\omega}{\mu\sigma}}$
$\lambda$	$\frac{2\pi}{\beta}$	$\sqrt{\frac{8\pi^2}{\omega\mu(\omega\epsilon + \sqrt{\omega^2\epsilon^2 + \sigma^2})}}$	$\frac{2\pi}{\omega\sqrt{\mu\epsilon}}$	$\frac{2\pi}{\sqrt{\omega\mu\sigma}}$

singen van dezelfde vorm als (2.5):

$$\underline{E}(x) = c_1 e^{\gamma x} + c_2 e^{-\gamma x} \quad (2.38)$$

$$\underline{H}(x) = -\frac{c_1}{\eta} e^{\gamma x} + \frac{c_2}{\eta} e^{-\gamma x} \quad (2.39)$$

### Randvoorwaarden

De conventionele tweedraadstransmissielijn is verbonden met een **bron** (een generator) die een spanning  $\underline{V}_b$  en stroom  $\underline{I}_b$  levert, en een impedantie  $Z_b = \underline{V}_b/\underline{I}_b$  heeft. Bij het elektromagnetisch scherm is de bron een elektromagnetische bron (een spoel, een antenne, ...) die zich op enige afstand van het scherm bevindt. De bron wekt een elektromagnetische golf op die zich naar dit scherm beweegt door een gebied waarin in het eenvoudige geval enkel lucht aanwezig is. Deze invallende golf “levert” aan het scherm een elektrisch veld  $\underline{E}_b$  en een magnetisch veld  $\underline{H}_b$  (zie figuur 2.5), die zoals reeds vermeld bij een goede keuze van het assenstelsel slechts één component verschillend van nul hebben:  $\underline{E} = \underline{E}_y \mathbf{1}_y$  en  $\underline{H} = \underline{H}_z \mathbf{1}_z$  en als fasoren  $\underline{E}$  en  $\underline{H}$  aangeduid worden. De impedantie van deze invallende golf is  $Z_b = \underline{E}/\underline{H}$ .

De conventionele tweedraadstransmissielijn is verbonden met een **last** (een verbruiker) die een spanning  $\underline{V}_l$  en stroom  $\underline{I}_l$  opneemt, en een impedantie  $Z_l =$

$\underline{V}_l/\underline{I}_l$  heeft. De belasting van het scherm is de ruimte aan de afgeschermd zijde van het scherm. In dit afgeschermd gebied is meestal enkel lucht aanwezig. Indien het scherm voldoende dun is, mag men de impedantie van het afgeschermd gebied  $Z_l$  gelijk stellen aan deze van het brongebied  $Z_b$ :  $Z_l = \underline{E}_l/\underline{H}_l \approx Z_b$ . Met “voldoende” dun wordt bedoeld dat de afstand  $r$  tussen de bron en de bronzijde van het scherm ongeveer gelijk moet zijn aan de afstand  $r + l$  (met  $l$  de dikte van het scherm) tussen de bron en de afgeschermd zijde van het scherm. Dit volgt uit  $|Z_b| = \omega\mu r \approx \omega\mu(r + l) = |Z_l|$ , waarbij de uitdrukking voor de impedantie verderop wordt afgeleid in (2.52). We beschouwen hier een laagimpedante bron (spool of stroomlus).

We leggen de randvoorwaarden vast aan de zijde van de last zodat het elektrisch en magnetisch veld op positie  $x = l$  vastliggen:

$$\underline{E}(l) = \underline{E}_l \text{ en } \underline{H}(l) = \underline{H}_l \Rightarrow Z(l) = Z_l = \frac{\underline{E}_l}{\underline{H}_l} \approx Z_b \quad (2.40)$$

De constanten kunnen als volgt berekend worden:

$$\begin{cases} \underline{E}_l = c_1 e^{\gamma l} + c_2 e^{-\gamma l} \\ \eta \underline{H}_l = -c_1 e^{\gamma l} + c_2 e^{-\gamma l} \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} c_1 = \frac{\underline{E}_l - \eta \underline{H}_l}{2} e^{-\gamma l} \\ c_2 = \frac{\underline{E}_l + \eta \underline{H}_l}{2} e^{\gamma l} \end{cases} \quad (2.41)$$

### Vierpoolvergelijkingen

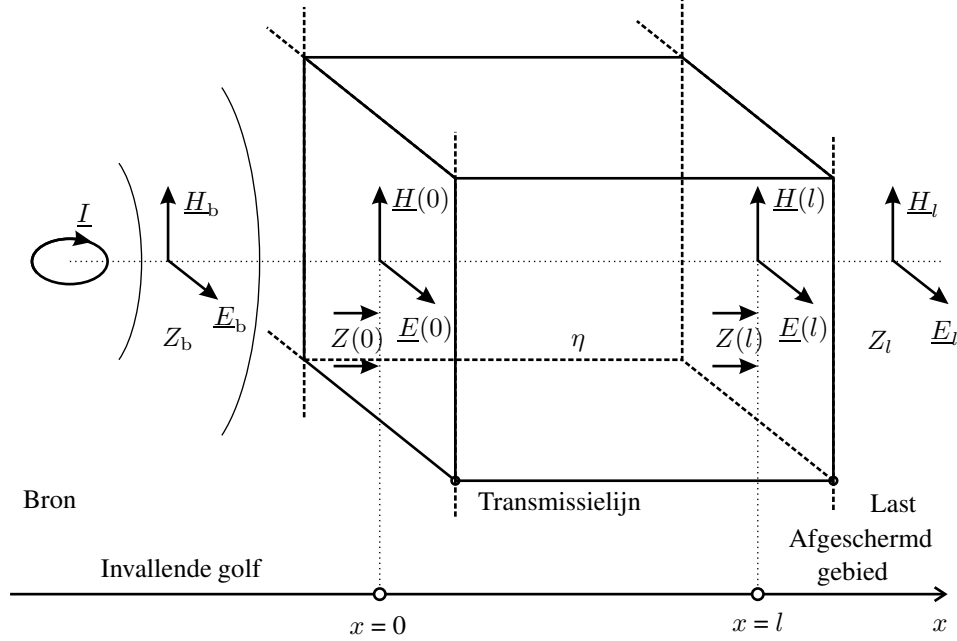
Substitutie van de constanten (2.41) in (2.38) en (2.39) levert:

$$\begin{aligned} \underline{E}(x) &= \frac{\underline{E}_l + \eta \underline{H}_l}{2} e^{\gamma(l-x)} + \frac{\underline{E}_l - \eta \underline{H}_l}{2} e^{-\gamma(l-x)} \\ &\triangleq \underline{E}^{(i)} e^{\gamma(l-x)} + \underline{E}^{(r)} e^{-\gamma(l-x)} \end{aligned} \quad (2.42)$$

$$\begin{aligned} \underline{H}(x) &= \frac{\underline{E}_l + \eta \underline{H}_l}{2\eta} e^{\gamma(l-x)} - \frac{\underline{E}_l - \eta \underline{H}_l}{2\eta} e^{-\gamma(l-x)} \\ &\triangleq \underline{H}^{(i)} e^{\gamma(l-x)} + \underline{H}^{(r)} e^{-\gamma(l-x)}. \end{aligned} \quad (2.43)$$

Schrijft men dit in matrixvorm, dan bekomt men volgende vierpoolvergelijking die equivalent is met (2.10):

$$\begin{bmatrix} \underline{E}(x) \\ \underline{H}(x) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cosh \gamma(l-x) & \eta \sinh \gamma(l-x) \\ \frac{1}{\eta} \sinh \gamma(l-x) & \cosh \gamma(l-x) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \underline{E}_l \\ \underline{H}_l \end{bmatrix} \quad (2.44)$$



Figuur 2.5. Een oneindig groot vlak scherm met invallende golf

Aldus kunnen de elektromagnetische grootheden  $\underline{E}(0)$  en  $\underline{H}(0)$  aan de bronzijde van het scherm in verband gebracht worden met de corresponderende grootheden  $\underline{E}_l$  en  $\underline{H}_l$  aan de afgeschermd zijde:

$$\begin{bmatrix} \underline{E}(0) \\ \underline{H}(0) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cosh \gamma l & \eta \sinh \gamma l \\ \frac{1}{\eta} \sinh \gamma l & \cosh \gamma l \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \underline{E}_l \\ \underline{H}_l \end{bmatrix} \quad (2.45)$$

### Reflectie en transmissie aan afgeschermd zijde van het scherm

De eerste term in het rechterlid van (2.42) stelt het elektrisch veld voor van de golf die zich voortplant in de positieve  $x$ -richting, dus naar de afgeschermd zone. Dit is de *heengaande* of invallende golf met fasor  $\underline{E}^{(i)} = (\underline{E}_l + \eta \underline{H}_l)/2$ . De tweede term is een golf in de negatieve  $x$ -richting, dus van het afgeschermd gebied naar het brongebied. Dit is de *gereflecteerde* golf met fasor  $\underline{E}^{(r)} = (\underline{E}_l - \eta \underline{H}_l)/2$  die is teruggekaatst op het scheidingsvlak van het scherm aan de afgeschermd zijde.

De *reflectiecoëfficiënt* voor het elektrisch veld op  $x = l$  wordt

$$k_{E,l} = \frac{\underline{E}^{(r)}}{\underline{E}^{(i)}} = \frac{\underline{E}_l - \eta \underline{H}_l}{\underline{E}_l + \eta \underline{H}_l} = \frac{Z_l - \eta}{Z_l + \eta} \quad (2.46)$$



Voor de *reflectiecoëfficiënt* voor het magnetisch veld op  $x = l$  bekomt men steunend op (2.43)

$$k_{H,l} = \frac{\underline{H}^{(r)}}{\underline{H}^{(i)}} = -\frac{\underline{E}_l - \eta \underline{H}_l}{\underline{E}_l + \eta \underline{H}_l} = \frac{\eta - Z_l}{\eta + Z_l} \quad (2.47)$$

Er geldt dat  $k_{E,l} = -k_{H,l}$ .

Het deel van de golf dat niet wordt gereflecteerd komt in het afgeschermd gebied terecht. Op het einde  $x = l$  van de lijn moet omwille van de continuïteit van de elektrische en magnetische velden gelden dat

$$\begin{aligned} \underline{E}^{(i)} + \underline{E}^{(r)} &= \underline{E}^{(t)} \\ \underline{H}^{(i)} + \underline{H}^{(r)} &= \underline{H}^{(t)}. \end{aligned}$$

De *transmissiecoëfficiënten* voor elektrisch en magnetisch veld op  $x = l$  zijn gedefinieerd als:

$$t_{E,l} = \frac{\underline{E}^{(t)}}{\underline{E}^{(i)}} = \frac{\underline{E}^{(i)} + \underline{E}^{(r)}}{\underline{E}^{(i)}} = \frac{\underline{E}_l + \eta \underline{H}_l + \underline{E}_l - \eta \underline{H}_l}{\underline{E}_l + \eta \underline{H}_l} = \frac{2Z_l}{Z_l + \eta} \quad (2.48)$$

$$t_{H,l} = \frac{\underline{H}^{(t)}}{\underline{H}^{(i)}} = \frac{\underline{H}^{(i)} + \underline{H}^{(r)}}{\underline{H}^{(i)}} = \frac{\underline{E}_l + \eta \underline{H}_l - (\underline{E}_l - \eta \underline{H}_l)}{\underline{E}_l + \eta \underline{H}_l} = \frac{2\eta}{\eta + Z_l}. \quad (2.49)$$

Tussen de reflectie- en transmissiecoëfficiënten is er volgend verband:

$$\begin{aligned} t_{E,l} &= 1 + k_{E,l} \\ t_{H,l} &= 1 + k_{H,l} \end{aligned} \quad (2.50)$$

### Interpretatie van de impedanties

Om duidelijk het verschil aan te tonen tussen de bronimpedantie  $Z_b$ , de ingangsimpedantie  $Z(0)$  en de karakteristieke impedantie  $\eta$  van het elektromagnetisch scherm, is het nuttig figuur 2.5 te vergelijken met figuur 2.2.

De **bronimpedantie**  $Z_b$  van de invallende golf is de verhouding van de  $E$ - en  $H$ -componenten die loodrecht op de voortplantingsrichting staan.  $Z_b$  wordt bepaald door de aard van de elektromagnetische bron en de afstand tussen scherm en bron. Tot de laagimpedante bronnen rekent men spoelen en stroomlussen. Ze produceren vooral magnetisch veld en weinig elektrisch veld. Ze zijn te beschouwen als een magnetische dipool (figuur 2.6b) waarvan de vergelijkingen zijn

[Goedbloed1996]:

$$\begin{aligned}
 \underline{H}_r &= \frac{jk}{2\pi} \frac{\pi R^2 I_0 \cos \theta}{r^2} \left(1 + \frac{1}{jkr}\right) e^{-jkr} \\
 \underline{H}_\theta &= \frac{-k^2}{4\pi} \frac{\pi R^2 I_0 \sin \theta}{r} \left(1 + \frac{1}{jkr} - \frac{1}{(kr)^2}\right) e^{-jkr} \\
 \underline{E}_\phi &= \frac{\sqrt{\mu} k^2}{4\pi \sqrt{\epsilon}} \frac{\pi R^2 I_0 \sin \theta}{r} \left(1 + \frac{1}{jkr}\right) e^{-jkr}
 \end{aligned} \tag{2.51}$$

met  $I_0$  de stroom in de dipool,  $k = 2\pi/\lambda$ ,  $\mu$  en  $\epsilon$  de permeabiliteit en permittiviteit van het medium waarin de golf zich voortplant en  $r$  de afstand tussen bron en scherm. De impedantie van een magnetische dipool is in het nabijheidsveld (op voldoende korte afstand van de bron waar  $kr \ll 1$ ) gelijk aan:

$$|Z_b| = \left| \frac{\underline{E}_b}{\underline{H}_b} \right| = \left| \frac{\underline{E}_\phi}{\underline{H}_\theta} \right| \approx \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} kr = \omega \mu r \tag{2.52}$$

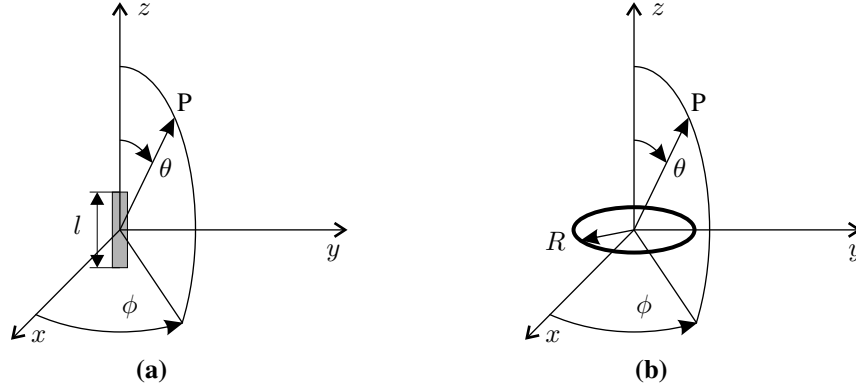
Een laagimpedante bron geeft dus aanleiding tot een laagimpedante golf, maar enkel wanneer de afstand tot de bron veel kleiner is dan de golflengte. Dit betekent dat men zich in het nabije veld bevindt. Wanneer de afstand tot de bron toeneemt en dezelfde grootte-orde krijgt als de golflengte, verdwijnt de afhankelijkheid van  $r$ . De bronimpedantie wordt constant en gelijk aan de impedantie van een vlakke golf  $Z_{b,v} = 377 \Omega$ . Hoogimpedante bronnen zoals staafantennes zijn te benaderen als een elektrische dipool (figuur 2.6a), met vergelijkingen

$$\begin{aligned}
 \underline{E}_r &= \frac{\sqrt{\mu}}{2\pi \sqrt{\epsilon}} \frac{I_0 l \cos \theta}{r^2} \left(1 + \frac{1}{jkr}\right) e^{-jkr} \\
 \underline{E}_\theta &= \frac{jk \sqrt{\mu}}{4\pi \sqrt{\epsilon}} \frac{I_0 l \sin \theta}{r} \left(1 + \frac{1}{jkr} - \frac{1}{(kr)^2}\right) e^{-jkr} \\
 \underline{H}_\phi &= \frac{jk}{4\pi} \frac{I_0 l \sin \theta}{r} \left(1 + \frac{1}{jkr}\right) e^{-jkr}
 \end{aligned} \tag{2.53}$$

en als impedantie

$$|Z_b| = \left| \frac{\underline{E}_b}{\underline{H}_b} \right| = \left| \frac{\underline{E}_\theta}{\underline{H}_\phi} \right| \approx \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \frac{1}{kr} = \frac{1}{\omega \epsilon r} \tag{2.54}$$

waarbij de benadering  $kr \ll 1$  werd ingevoerd.



Figuur 2.6. (a) Elektrische dipool en (b) magnetische dipool

De **lastimpedantie**  $Z_l = Z(l)$  is de impedantie die de golf ziet op positie  $x = l$ . De lastimpedantie is geen fysische impedantie. Ze vertegenwoordigt het afgeschermd gebied. Aangezien de eigenschappen van dit gebied dezelfde zijn als in het brongebied, kan men deze impedantie gelijk stellen aan de bronimpedantie  $Z_b$ .

De **karacteristieke impedantie**  $\eta$  van het scherm hangt af van de materiaaleigenschappen  $\sigma$  en  $\mu$ , en van de frequentie van de invallende golf. De geometrie van het scherm (dikte, vorm, ...) heeft geen invloed op  $\eta$ . De karakteristieke impedantie bepaalt in sterke mate de reflectiecoëfficiënten zowel aan de bronzijde als aan de afgeschermd zijde. De reflectie is des te groter naarmate de bron- en lastimpedantie  $Z_b$  en  $Z_l$  meer verschillen van de karakteristieke impedantie  $\eta$ . Daar waar men bij signaaltransport op tweedraadslijnen meestal afgestemde lijnen beoogt, wenst men bij afscherming net hoge reflectie om sterke veldreductie te bekomen.

De **ingangsimpedantie**  $Z(0)$  van het scherm is de impedantie die de invallende golf ziet wanneer ze op positie  $x = 0$  invalt op het scherm. Zie figuren 2.2 en 2.5. Het is de impedantie wanneer men naar rechts kijkt. Deingangsimpedantie van het scherm dat is “belast” met impedantie  $Z_l$  (zijnde het afgeschermd gebied) wordt bekomen uit (2.45) of door  $x$  nul te stellen in (2.44):

$$Z(0) = \frac{\underline{E}(0)}{\underline{H}(0)} = \frac{\underline{E}_l \cosh(\gamma l) + \eta \underline{H}_l \sinh(\gamma l)}{\frac{\underline{E}_l}{\eta} \sinh(\gamma l) + \underline{H}_l \cosh(\gamma l)} = \eta \frac{Z_l \cosh(\gamma l) + \eta \sinh(\gamma l)}{\eta \cosh(\gamma l) + Z_l \sinh(\gamma l)} \quad (2.55)$$

Het elektrisch en magnetisch veld worden gekend ondersteld aan de kant van de last, zodat  $\underline{E}(l) = \underline{E}_l$ ,  $\underline{H}(l) = \underline{H}_l$  en  $Z(l) = Z_l$ . De ingangsimpedantie is afhankelijk van de dikte  $l$  van het scherm en van de lastimpedantie.

Wanneer  $Z_l = \eta = Z_b$  is er geen reflectie. De reflectiecoëfficiënten (2.46) en (2.47) zijn nul en de transmissiecoëfficiënten (2.48) en (2.49) zijn één. Men noemt de lijn “afgestemd”. In deze situatie kan de afscherming zeer slecht zijn omdat ze alleen kan verwezenlijkt worden door absorptie.

### Reflectie aan bronzijde en aan lastzijde van het scherm

Net als de conventionele tweedraadslijn kan het scherm reflectie vertonen aan haar bronzijde en aan haar lastzijde. Wanneer er op twee plaatsen reflectie optreedt, worden de reflectie- en transmissiecoëfficiënt voor het elektrisch en magnetisch veld het product van de coëfficiënten op beide plaatsen:

$$\begin{aligned} k_E &= \frac{\eta - Z_b}{\eta + Z_b} \cdot \frac{Z_l - \eta}{Z_l + \eta} & \text{en} & & k_H &= \frac{Z_b - \eta}{Z_b + \eta} \cdot \frac{\eta - Z_l}{\eta + Z_l} \\ t_E &= \frac{2\eta}{\eta + Z_b} \cdot \frac{2Z_l}{Z_l + \eta} & \text{en} & & t_H &= \frac{2Z_b}{Z_b + \eta} \cdot \frac{2\eta}{\eta + Z_l} \end{aligned} \quad (2.56)$$

### Meervoudige reflectie

Bij meervoudige reflecties worden de transmissiecoëfficiënten voor de lijn

$$\begin{aligned} T_E &= \frac{\underline{E}(l)}{\underline{E}_b} = \frac{\underline{E}(l)}{\underline{E}(0)} \cdot \frac{\underline{E}(0)}{\underline{E}_b} \\ T_H &= \frac{\underline{H}(l)}{\underline{H}_b} = \frac{\underline{H}(l)}{\underline{H}(0)} \cdot \frac{\underline{H}(0)}{\underline{H}_b} = \frac{Z_b}{Z_l} \cdot \frac{\underline{E}(l)}{\underline{E}_b} = \frac{Z_b}{Z_l} T_E \end{aligned} \quad (2.57)$$

Hierin zijn  $\underline{E}(0)$ ,  $\underline{H}(0)$ ,  $\underline{E}(l)$  en  $\underline{H}(l)$  de werkelijke waarden aan de uiteinden van de lijn 0 en  $l$ , met reflectie in rekening gebracht. De eerste factoren in het rechterlid worden gehaald uit (2.44)

$$\frac{\underline{E}(l)}{\underline{E}(0)} = \frac{Z_l}{Z_l \cosh(\Gamma l) + \eta \sinh(\Gamma l)} \quad (2.58)$$

$$\frac{\underline{H}(l)}{\underline{H}(0)} = \frac{\eta}{\eta \cosh(\Gamma l) + Z_l \sinh(\Gamma l)} \quad (2.59)$$

en de tweede volgen door toepassing van (2.48) en (2.49) aan de bronzijde van de lijn:

$$\frac{\underline{E}(0)}{\underline{E}_b} = \frac{2Z(0)}{Z_b + Z(0)} \quad (2.60)$$

$$\frac{\underline{H}(0)}{\underline{H}_b} = \frac{2Z_b}{Z_b + Z(0)} \quad (2.61)$$

Na substitutie van deze uitdrukkingen in (2.57) wordt de transmissiecoëfficiënt bekomen van het hele scherm:

$$T_H = e^{-\gamma l} \cdot t_H \cdot (1 - k_H e^{-2\gamma l})^{-1} = s_A \cdot s_R \cdot s_{MR} \quad (2.62)$$

met

$$t_H = \frac{4Z_b \eta}{(Z_b + \eta)(Z_l + \eta)} \text{ en } k_H = \frac{(Z_b - \eta)(Z_l - \eta)}{(Z_b + \eta)(Z_l + \eta)} \quad (2.63)$$

Uitdrukking (2.62) geeft het verband tussen  $\underline{E}$  en  $\underline{H}$  aan de ene kant van het scherm met  $\underline{E}$  en  $\underline{H}$  aan de andere kant en op grote afstand van het scherm. De uitdrukking (2.62) vertegenwoordigt dus de afschermingsfactor. De drie factoren vertegenwoordigen het absorptieverlies  $s_A$ , het reflectieverlies  $s_R$  en het meervoudig reflectieverlies  $s_{MR}$ .

### Meerdere lijnen in serie

Meerlagenschermen bestaan uit  $n$  oneindig grote platen die tegen elkaar worden geplaatst. Dit is equivalent met  $n$  transmissielijnen in serie, met als transmissiecoëfficiënt voor het magnetisch veld

$$T_H = \frac{\underline{H}(l_n)}{\underline{H}(l_{n-1})} \cdot \frac{\underline{H}(l_{n-1})}{\underline{H}(l_{n-2})} \cdot \dots \cdot \frac{\underline{H}(l_1)}{\underline{H}(l_0)} \cdot \frac{\underline{H}(l_0)}{\underline{H}_b} \quad (2.64)$$

waar  $l_i$ ,  $i = 1 \dots n$  de  $x$ -coördinaat is waar lijn  $i$  eindigt. De algemene uitdrukking (2.64) kan herschreven worden voor  $n$  lijnen in serie. Stel dat lijn  $i$  de eigenschappen  $\eta_i$ ,  $\gamma_i$  en  $l_i$  heeft en dat  $Z(l_i)$  de impedantie is wanneer men naar rechts kijkt na sectie  $i$ . Met de bronimpedantie  $Z_b$  komt er dan:

$$T_H = e^{-\gamma_1 l_1 - \gamma_2 l_2 - \dots - \gamma_n l_n} \cdot t_H \cdot [(1 - k_{H1} e^{-2\gamma_1 l_1})(1 - k_{H2} e^{-2\gamma_2 l_2}) \dots (1 - k_{Hn} e^{-2\gamma_n l_n})]^{-1} \quad (2.65)$$

met

$$\begin{aligned}
 t_H &= \frac{2Z_b \cdot 2\eta_1 \cdot 2\eta_2 \cdot \dots \cdot 2\eta_n}{(Z_b + \eta_1)(\eta_1 + \eta_2)(\eta_2 + \eta_3) \dots (\eta_n + Z_l)} \\
 k_{Hi} &= \frac{(\eta_i - \eta_{i-1})[\eta_i - Z(l_i)]}{(\eta_i + \eta_{i-1})[\eta_i + Z(l_i)]}
 \end{aligned} \tag{2.66}$$

## 2.2.4 Toepassing: invallende golf op een vlakke plaat

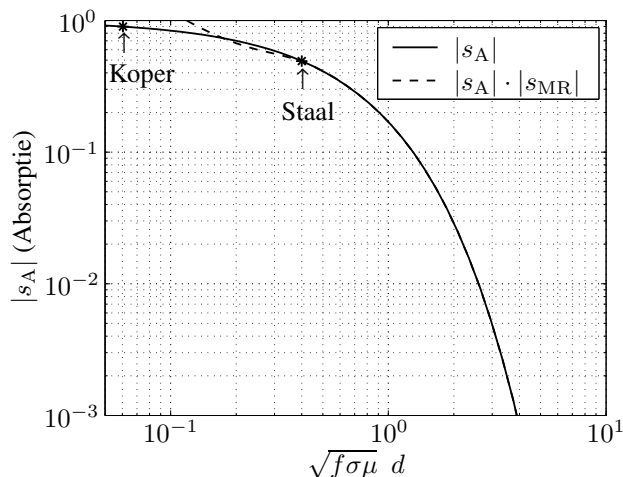
### Universele absorptie en reflectie

Voor een elektromagnetische golf die invalt op een oneindig grote vlakke plaat laat de transmissielijntheorie toe de afscherming te beschrijven. Het oneindig grote passieve scherm heeft de eigenschappen vermeld in tabel 2.2. De invallende golf heeft een gegeven impedantie  $Z_b$  en frequentie  $f$ . In deze toepassing wordt nagegaan hoe — in het licht van de transmissielijntheorie — de eigenschappen van het scherm moeten zijn om de invallende golf zo goed mogelijk af te schermeren.

Hiertoe worden universele reflectie- en absorptiecurves opgesteld, die ook vermeld zijn in [Schulz1988]. Met “universeel” wordt bedoeld dat de curves bruikbaar zijn voor eender welke frequentie, geleidbaarheid en permeabiliteit van het scherm, en voor eender welke impedantie van de invallende golf.

De **absorptie** wordt gegeven in figuur 2.7. Wanneer de demping door absorptie  $|s_A|$  klein is, dient rekening gehouden te worden met meervoudige reflectie  $|s_{MR}|$ . Daarom toont de figuur ook een gecorrigeerde curve die het product  $|s_A| \cdot |s_{MR}|$  weergeeft. Merk op dat  $|s_{MR}|$  groter kan zijn dan één, maar uiteraard geldt altijd dat  $|s| = |s_A| \cdot |s_R| \cdot |s_{MR}| < 1$ . Ter illustratie worden een ferromagnetisch en een niet ferromagnetisch scherm met eigenschappen in tabel 2.2 vergeleken. Het is algemeen bekend dat het product  $\mu_p \sigma_p$  belangrijk is wat betreft afschermingsperformantie van een materiaal. Hoge  $\mu_p \sigma_p$  betekent lage indringdiepte en goede afscherming. Dankzij de hoge  $\mu_p \sigma_p$  van het ferromagnetische staal is de veldverzwakking bij dit materiaal duidelijk beter dan bij koper. Bij hogere frequentie en schermdikte wordt de afscherming nog beter. De impedantie van de invallende golf beïnvloedt de absorptie niet.

Voor **reflectie** is er onderscheid te maken naargelang de aard van de invallende golf. Spoelen of stroomlussen op korte afstand  $r$  van het scherm — veel kleiner dan  $\lambda/2\pi$  — geven aanleiding tot laagimpedante golven. Hun reflectie wordt getoond in figuur 2.8. Qua reflectie van een laagimpedante bron scoort staal bij



Figuur 2.7. Universele afschermingsfactor door *absorptie* met aanduiding van een 1 mm dik stalen en koperen scherm bij 50 Hz

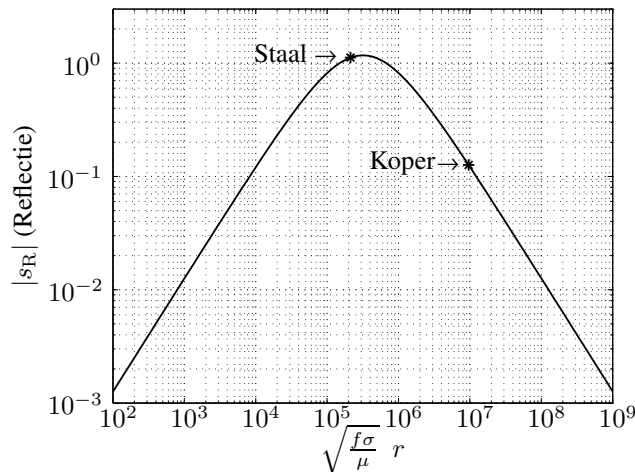
Tabel 2.2. Eigenschappen van bron en schermen in koper en gelineariseerd ferromagnetisch staal

Grootheid	Koper	Staal	Beschrijving
$\sigma_p$	$5,8 \cdot 10^7$ S/m	$8,5 \cdot 10^6$ S/m	Geleidbaarheid scherm
$\mu_p$	$\mu_0$	$300 \mu_0$	Permeabiliteit scherm
$\epsilon_p$	$\epsilon_0$	$\epsilon_0$	Permittiviteit scherm
$d_p$	0,001 m	0,001 m	Dikte scherm
$r$	0,2 m	0,2 m	Afstand bron–scherm
$f$	50 Hz	50 Hz	Frequentie bron

50 Hz en een afstand scherm-bron  $r = 0,2$  m slechter dan koper. De impedantie  $\eta$  — zie (2.36) — van het stalen scherm is van dezelfde grootte-orde als de bron-impedantie  $Z_b$  — zie (2.52). Refererend naar de transmissielijtheorie betekent dit dat de transmissielijn (het stalen scherm) nagenoeg “afgestemd” is op de bron, wat bij afscherming een slechte situatie is. De impedantie van het koper is lager, de afstemming is slechter en de reflectie hoger.

Het stalen scherm verliest door de slechte reflectie het voordeel van de betere absorptie. In de zoektocht naar het beste afschermingsmateriaal is dit een belangrijke vaststelling: een afschermingsmateriaal selecteren op basis van het hoogste product  $\mu_p \sigma_p$  is niet steeds de beste keuze. Het materiaal met de hoogste  $\mu_p \sigma_p$  garandeert de beste absorptie, ongeacht de aard van de bron. Voor sommige bronnen kan de reflectie echter zwak zijn. Materialen met lagere  $\mu_p \sigma_p$  kunnen voor diezelfde bronnen hun lagere absorptie overcompenseren met een goede reflectie,

waardoor ze voor die specifieke bronnen beter afschermen.

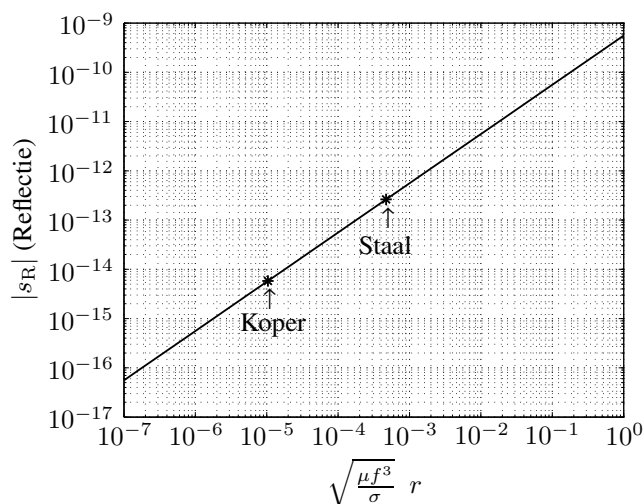


Figuur 2.8. Universele afschermingsfactor door *reflectie* (twee scheidingsoppervlakken) in een bronveld met *lage* impedantie, met aanduiding van een 1 mm dik stalen en koperen scherm op 0,2 m van een 50 Hz bron

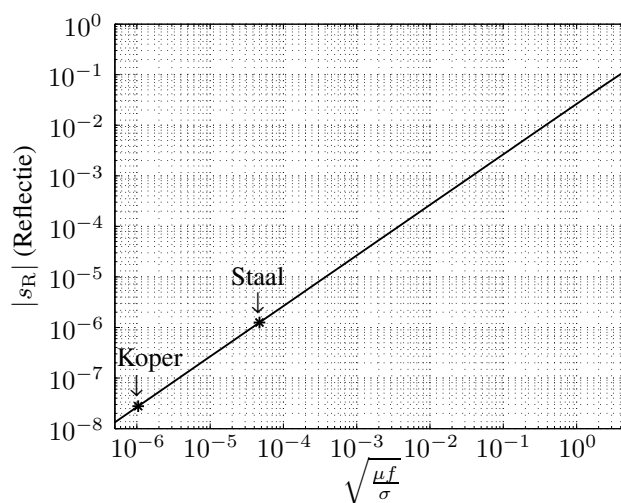
Hoogimpedante bronnen zoals een staaf op korte afstand  $r \ll \lambda/2\pi$  hebben reflectieverliezen getoond in figuur 2.9. Het valt op dat de demping door reflectie zeer groot is. Merk op dat de schermdikte  $d_p$  wel invloed heeft op de absorptie maar niet op de reflectie. Schermen om laagfrequent elektrisch veld af te schermeren mogen dus flinterdun zijn. De afscherming wordt dan quasi volledig verwezenlijkt door reflectie en bijna niet door absorptie. Aangezien het koperen scherm van tabel 2.2 een lagere impedantie  $\eta$  heeft dan staal, is koper slechter afgestemd op de bron en is de reflectie van de hoogimpedante bron beter bij koper.

Op voldoende grote afstand  $r$  van de bron — veel groter dan  $\lambda/2\pi$  — vervaagt het onderscheid tussen hoog- en laagimpedante bronnen en bevindt men zich in het verre veld. De elektromagnetische golf verliest haar curvatuur zodat men spreekt van een vlakke golf (figuur 2.10). Voor de vlakke golf ligt de impedantie vast op  $Z_{b,v} = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0} = 377 \Omega$  en ligt de reflectie tussen deze van de laagimpedante en de hoogimpedante golf in. Koper heeft een betere reflectie dan staal. De voorwaarde  $r = 0,2$  m in tabel 2.2 vervalt omdat een elektromagnetische golf pas een vlakke golf wordt indien  $r \gg \lambda$ . De keuze  $f = 50$  Hz werd behouden hoewel dit een niet erg realistische afstand van meer dan 6000 km vereist tussen scherm en bron.





Figuur 2.9. Universele afschermingsfactor door *reflectie* (twee scheidingsoppervlakken) in een bronveld met *hoge* impedantie, met aanduiding van een stalen en koperen scherm op 0,2 m van een 50 Hz bron



Figuur 2.10. Universele afschermingsfactor door *reflectie* (twee scheidingsoppervlakken) in een vlakke golf, met aanduiding van een stalen en koperen scherm bij 50 Hz

### Afscherming van golven

Omdat absorptie en reflectie meestal beide optreden wordt in een verdere bespreking de totale afschermingsfactor  $|s| = |s_A| \cdot |s_R| \cdot |s_{MR}|$  bekeken van een scherm in staal of koper (tabel 2.2) van 1 mm dik. Figuur 2.11 toont de afschermingsfactor

voor beide materialen en voor zowel laagimpedante, vlakke als hoogimpedante golven. Deze curves houden rekening met absorptie, reflectie en meervoudige reflectie.

Het is algemeen bekend dat een laagfrequent **magnetisch veld** (laagimpedante elektromagnetische golf) moeilijk af te schermen is omdat zowel absorptie als reflectie pover zijn. Dit wordt duidelijk uit de curves voor laagimpedant veld  $Z \ll Z_{b,v}$ : de curves voor zowel koper als staal bevinden zich kort bij  $|s| = 1$ , wat betekent dat er weinig afscherming is. Toch haalt het ferromagnetisch staal voor frequenties onder 8 Hz iets betere resultaten dan koper (zie vergroting). In tegenstelling tot de wijd verspreide gedachte ligt dit *niet* aan de lagere indringdiepte (en hogere absorptie) van staal, want bij deze frequentie is de absorptie verwaarloosbaar. De oorzaak is de betere reflectie bij staal omdat de impedantie  $Z_b$  van de invallende golf sterk verschilt van deze van het staal:  $Z_b < \eta_{Cu} < \eta_{St}$ .

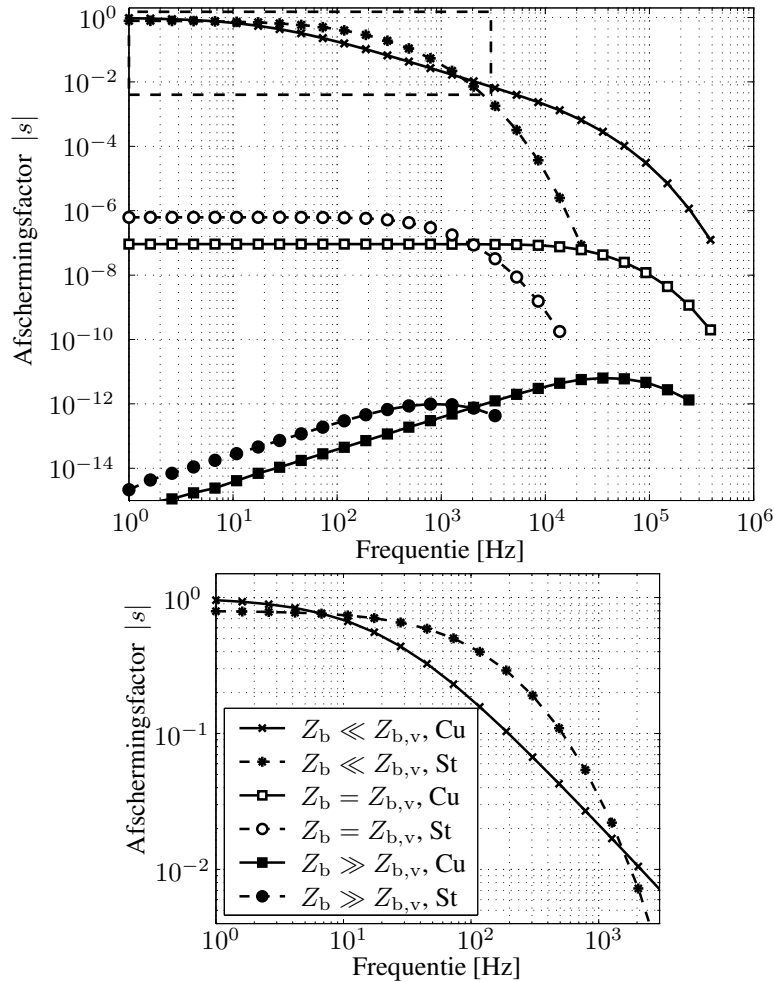
Dat de indringdiepte alleen geen goede maatstaf is om afscherming te bestuderen blijkt bij frequenties tussen 8 Hz en 1000 Hz: hier blijkt koper performanter dan staal. Voor deze frequenties is  $Z_b > \eta_{St} > \eta_{Cu}$ , waardoor koper beter reflecteert dan staal. Bij nog hogere frequenties wisselen de rollen nogmaals om en wordt staal opnieuw beter. Hier overheerst absorptie. Bij het dempen door absorptie en reflectie van het nabijheidsveld van een magnetisch veld (laagimpedant elektromagnetisch veld op korte afstand) kan men concluderen [Goedbloed1996]:

- de demping neemt toe als de frequentie toeneemt
- de demping neemt toe als de afstand tussen bron en scherm toeneemt<sup>3</sup>
- het afschermen van laagimpedante magneetvelden is moeilijk bij lage frequenties

Bij een **vlakke golf** is de afschermingsfactor in een groot frequentiegebied constant. Dit frequentiegebied is in de praktijk echter weinig relevant, omdat een enorme afstand tussen bron en scherm vereist is. Deze afstand moet immers veel groter zijn dan de golflengte, die bij bijvoorbeeld 10 Hz maar liefst 30000 km bedraagt. Voor een vlakke golf kan men volgende samenvatting beschouwen:

- de demping is in een groot frequentiegebied frequentie-onafhankelijk
- de demping is onafhankelijk van de afstand omdat de golfimpedantie niet afhangt van de afstand
- het afschermen van vlakke golven is relatief gemakkelijk

<sup>3</sup>Uit (2.52) volgt dat  $Z_b$  evenredig is met de afstand tussen het scherm en de bron. In het meest voorkomende geval is  $\eta < Z_b$ . Indien de afstand toeneemt, wordt  $Z_b$  veel groter dan  $\eta$ . De afstemming wordt dan slechter en de afscherming wordt beter.



Figuur 2.11. Afschermingsfactor van een koperen en een stalen scherm in invallend elektromagnetisch veld met impedantie  $Z_b$  lager dan, gelijk aan en hoger dan de impedantie van een vlakke golf  $Z_{b,v} = 377 \Omega$ . De onderste figuur is een vergroting van de in streeplijn aangeduide linkerbovenhoek van de bovenste figuur

**Elektrische velden** (hoogimpedante elektromagnetische golven) veroorzaken bij lage frequenties een zeer hoge veldreductie die bijna volledig toe te schrijven is aan reflectie. Om elektrisch veld af te schermen is allerm minst een 1 mm dikke plaat nodig: een dunne folie volstaat. Voor elektrische velden kan men samenvattend stellen:

- de demping neemt af als de frequentie toeneemt

- de demping neemt af als de afstand tussen bron en scherm toeneemt<sup>4</sup>
- het afschermen van hoogimpedante elektrische velden is zeer gemakkelijk

## 2.3 Transmissielijnmethode voor afschermingen in lineair materiaal

### 2.3.1 Korte omschrijving

In de transmissielijnmethode wordt de transmissielijntheorie voor elektromagnetische golven (zie paragraaf 2.2.2) toegepast voor afscherming met meerlagenschermen en voor eenvoudige geometrieën (oneindig grote platen, cilinders, bollen, ...). Stap voor stap wordt uitgelegd hoe de afscherming van een scherm met meerdere lagen moet worden aangepakt.

De transmissielijnmethode heeft als voordeel veel toegankelijker te zijn dan de aanpak via de transmissielijntheorie. De routines kunnen geprogrammeerd worden zonder de theoretische achtergrond van transmissielijnen te kennen.

Tot de nadelen van de transmissielijnmethode behoren de beperking tot eenvoudige geometrieën en tot lineaire materialen.

De implementatie van de transmissielijnmethode is analoog aan [Hoburg1996], waar ze wordt toegepast voor verschillende geometrieën. De methodologie is echter volledig gelijkaardig aan de uitleg in paragraaf 2.2.2 en [Schulz1988], gebaseerd op reflectie en transmissie van vlakke golven aan vlakke scheidingsvlakken.

### 2.3.2 Theorie en praktijk over afscherming van meerlagenschermen

#### Oplossingswijze

We wensen de afschermingsfactor te berekenen van een meerlagenscherm dat uit lineaire materialen is vervaardigd. Daartoe vertrekken we van paragraaf 1.4.1 waarin uitdrukking (1.15) voor de vectorpotential werd afgeleid:

$$\nabla^2 \underline{\mathbf{A}} = j\omega\mu_r\mu_0\sigma \underline{\mathbf{A}} \quad (2.67)$$

Deze vergelijking (2.67) moet opgelost worden in het meerlagenscherm om de analytische uitdrukking van de afschermingsfactor te vinden [Sergeant2005b].

<sup>4</sup>Uit (2.54) volgt dat  $Z_b$  omgekeerd evenredig is met de afstand tussen het scherm en de bron. Bij grotere afstand nadert  $Z_b$  tot  $\eta$  aangezien  $\eta < Z_b$ . Bijgevolg wordt de afstemming beter bij hogere afstand en wordt de afscherming slechter.

Het idee is om (2.67) eerst in één laag op te lossen en een transfertmatrix op te stellen die twee veldvariabelen aan de ene kant van de laag verbindt met de corresponderende variabelen aan de andere kant. Deze transfertmatrix is niets anders dan de matrix uit de vierpoolvergelijking (2.44) van de transmissielijn. De twee variabelen in (2.44) zijn de tijdsfasoren  $\underline{H}$  en  $\underline{E}$ . Hier is  $\underline{H}$  de tangentiële component van het magnetisch veld  $\underline{\mathbf{H}} = \underline{H} \mathbf{1}_z$  en  $\underline{E}$  de tangentiële component van het elektrisch veld  $\underline{\mathbf{E}} = \underline{E} \mathbf{1}_y$ . Beide velden hebben enkel een tangentiële, aan het scherm rakende component omdat ze loodrecht staan op de voortplantingsrichting van de loodrecht op het scherm invallende vlakke golf. Deze variabelen werden gekozen omdat ze continu zijn in aangrenzende lagen. In [Hoburg1996] wordt in plaats van de tangentiële  $\underline{E}$  de normale magnetische inductie  $\underline{B} = \underline{B} \mathbf{1}_x$  gekozen. Voor de in [Hoburg1996] beschouwde geometrieën is de normale component van  $\underline{B}$  eveneens continu over het scheidingsoppervlak. De impedantie wordt dan gedefinieerd als  $\underline{B}/\underline{H}$  in plaats van  $\underline{E}/\underline{H}$ . In volgende paragrafen volgen we deze keuze, omdat  $\underline{B}$  een interessantere grootheid is dan  $\underline{E}$  bij het bestuderen van magnetische afscherming. Er wordt opgemerkt dat  $\underline{B}/\underline{H}$  fysisch niet de dimensie heeft van een impedantie. Om de analogie met de transmissielijntheorie te behouden wordt verder toch de benaming “impedantie” behouden om  $\underline{B}/\underline{H}$  aan te duiden.

Eens de oplossing in één laag gevonden, moeten in tweede instantie de transfertmatrices van alle lagen aan elkaar geschakeld worden, gelijkaardig aan het aan elkaar schakelen van impedanties voor opeenvolgende stukken transmissielijn. Dit resulteert in transfertrelaties voor het volledige meerlagenscherm.

### Transfertrelaties voor één laag

In één laag wordt de oplossing gezocht voor de complexe magnetische vectorpotentiaal  $\underline{\mathbf{A}}$ . Voor eerder eenvoudige geometrieën bestaat er een analytische oplossing voor  $\underline{\mathbf{A}}$ . Gebruik makend van deze uitdrukking, vinden we het tangentiële magnetisch veld  $\underline{H}$  en de normale magnetische inductie  $\underline{B}$  uit de vergelijking (1.12):  $\underline{\mathbf{B}} = \nabla \times \underline{\mathbf{A}}$ . De grootheden  $\underline{H}$  en  $\underline{B}$  kunnen uitgeschreven worden voor een positie aan de ene kant van de bestudeerde laag van het scherm en voor een positie aan de andere kant. Overeenkomstig figuur 2.12 wordt de ene zijde aangeduid als  $\alpha$  en de andere als  $\beta$ . Dit geeft de reeds bekende vierpoolvergelijking of  $[2 \times 2]$  matrix die  $\underline{H}$  en  $\underline{B}$  verbindt aan beide kanten van het scherm.

$$\begin{bmatrix} \underline{H}^\alpha \\ \underline{B}^\alpha/\mu_0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \underline{H}^\beta \\ \underline{B}^\beta/\mu_0 \end{bmatrix} \quad (2.68)$$

De matrixelementen  $T_{ij}$ ,  $1 \leq i, j \leq 2$  zijn een functie van de geometrische en de materiaaleigenschappen van de beschouwde laag in het scherm. Voor oneindig grote vlakke platen zijn de waarden van de  $T_{ij}$  dezelfde als deze van de transmissielijn in (2.44). Voor andere geometrieën van het scherm vindt men andere

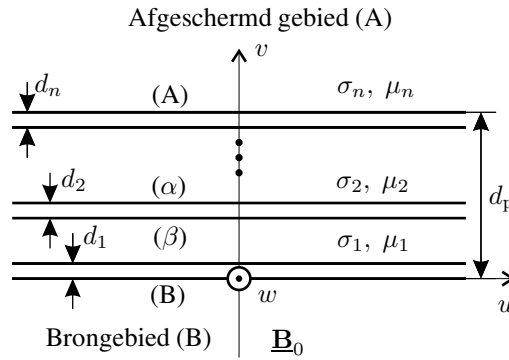
waarden voor de  $T_{ij}$  — zie het toepassingsvoorbeeld over cilindervormige schermen in paragraaf 2.3.3. Merk op dat de normale  $\underline{B}$  in (2.68) wordt gedeeld door  $\mu_0$ . Door deze herschaling worden verderop eenvoudigere uitdrukkingen bekomen.

Deelt men in (2.68) de onderste vergelijking lid aan lid door de bovenste, dan bekomt men het verband tussen de impedanties aan weerszijden van een laag:

$$Z^\alpha = \frac{T_{21} + T_{22}Z^\beta}{T_{11} + T_{12}Z^\beta} \quad (2.69)$$

$$Z^\beta = \frac{T_{11}Z^\alpha - T_{21}}{T_{22} - T_{12}Z^\alpha} \quad (2.70)$$

$Z^\alpha$  en  $Z^\beta$  zijn de impedanties respectievelijk aan de afgeschermd kant  $\alpha$  en aan de bronkant  $\beta$  van een laag. Zie figuur 2.12.



Figuur 2.12. Een *vlak* scherm met meerdere lagen

### Transfertrelaties en afschermingsfactor voor het volledige meerlagen-scherm

Nu de transfertmatrix voor één laag gekend is, moeten de transfertmatrices van **alle lagen** gecombineerd worden om het gedrag van het meerlagenscherm in kaart te brengen. Aangezien de tangentiële  $\underline{H}$  en de normale  $\underline{B}$  continu zijn in aangrenzende lagen, kunnen we aannemen dat  $\underline{H}$  en  $\underline{B}$  aan de kant  $\beta$  van laag  $k$  identiek zijn aan  $\underline{H}$  respectievelijk  $\underline{B}$  aan de zijde  $\alpha$  van laag  $k - 1$ . We veronderstellen hierbij dat er een zeer dunne luchtspleet is tussen twee lagen.  $Z^\beta$  voor laag  $k$  is bijgevolg gelijk aan  $Z^\alpha$  voor laag  $k - 1$ . De transfertmatrix van het hele scherm wordt bekomen door de transfertmatrices van alle lagen te combineren. Wiskundig betekent dit het vermenigvuldigen van de transfertmatrices. Het resultaat drukt de verhouding uit tussen de veldvariabelen in het afgeschermd gebied

en de variabelen in het brongebied en laat toe de afschermingsfactor  $s = \underline{H}_s / \underline{H}_0$  te berekenen.

In de praktijk kan de combinatie van de transfertmatrices in alle lagen en de berekening van de afschermingsfactor gebeuren d.m.v. een 5-stappen procedure. Ter illustratie wordt de procedure toegepast op een specifieke geometrie van figuur 2.13 in de volgende paragraaf:

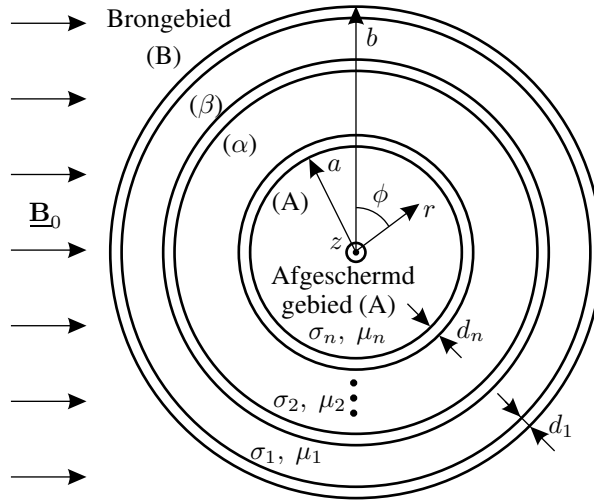
1. In de afgeschermd regio (A) — zie figuur 2.12 — wordt de magnetische impedantie  $Z^A$  bepaald door de uitdrukkingen van  $\underline{B}/\mu_0$  en  $\underline{H}$  in het afgeschermd gebied door elkaar te delen. De grootheden bevatten niet gekende constanten. Met de eis dat deze grootheden moeten afnemen van het brongebied naar het afgeschermd gebied toe, kan  $Z^A$  echter éénduidig bepaald worden hoewel  $\underline{B}/\mu_0$  en  $\underline{H}$  ongekend zijn. In de transmissielijntheorie is  $Z^A$  de lastimpedantie  $Z_l$  van (2.40) en figuur 2.5.  $Z^A$  is tevens de bronimpedantie aangezien  $Z_l \approx Z_b$  (zie sectie “Randvoorwaarden” in paragraaf 2.2.3).
2. De magnetische impedantie wordt laag per laag getransformeerd van de afgeschermd regio naar de bronregio door substitutie in de uitdrukking (2.70) voor  $Z^\beta$ . (De uitdrukking voor  $Z^\alpha$  (2.69) is enkel nodig wanneer men de transformatie in de andere richting wil uitvoeren).  $T_{ij}$ ,  $1 \leq i, j \leq 2$  zijn de elementen van de transfertmatrix voor de beschouwde geometrie.
3. Aangekomen in het brongebied (B) is de magnetische impedantie  $Z^B$  aan het oppervlak van het brongebied gekend. Ook het bronveld  $\underline{H}_0$  op grote afstand van het scherm is gekend. Door deze impedantie te gebruiken in de uitdrukking (2.61) voor de transmissiecoëfficiënt kan men  $\underline{H}^B / \underline{H}_0$  berekenen, zijnde de tangentiële veldsterkte vlakbij de bronzijde van het scherm, genormeerd op het bronveld. De genormeerde magnetische inductie  $\underline{B}^B / \mu_0 / \underline{H}_0$  is het product van  $\underline{H}^B / \underline{H}_0$  met de magnetische impedantie  $Z^B$ , net zoals bij de transmissielijntheorie voor een tweedraadslijn de spanning gelijk is aan de stroom maal de impedantie. In het licht van de transmissielijntheorie is  $Z^B$  de ingangsimpedantie  $Z(0)$  van het scherm en is  $Z^A$  zoals reeds vermeld gelijk aan de lastimpedantie  $Z_l$  en aan de bronimpedantie  $Z_b$ .
4. De genormeerde  $\underline{H}$  en  $\underline{B}/\mu_0$  aan het oppervlak van het brongebied zijn de startwaarden voor de transfertmatrix (2.68) (of voor zijn inverse wanneer we in de andere richting transformeren) om terug te rekenen vanaf het brongebied (B) naar het afgeschermd gebied (A).
5. Aangekomen in het afgeschermd gebied wordt de afschermingsfactor gevonden door de verkregen  $\underline{H}$  of  $\underline{B}/\mu_0$  in het afgeschermd gebied te delen door dezelfde grootheden voor een niet afgeschermd bron.

### 2.3.3 Toepassing: lineair cilindervormig scherm in een uniform transversaal veld (oplossing poolcoördinaten)

#### Geometrie

Voor een beter begrip van de analytische 5-stappen procedure, wordt de procedure toegepast op een oneindig lang cilindrisch scherm in een transversaal invallend veld. We gebruiken Hoburg's geometrie [Hoburg1996] getoond in figuur 2.13. Het afgeschermd gebied (A) is de regio binnenin de cilinder. Ver van het scherm is de opgedrongen magnetische inductie  $\underline{B}_0 = \underline{B} \mathbf{1}_x$  uniform in de ruimte en sinusoidaal in de tijd:  $B_0(t) = |\underline{B}_0| \cos(\omega t)$ .

Het scherm bestaat in het algemene geval uit  $n$  concentrische lagen. Laag  $k$  heeft dikte  $d_k$ , geleidbaarheid  $\sigma_k$  en (constante) permeabiliteit  $\mu_k$ . Het buitenste oppervlak van een laag wordt  $\beta$  genoemd terwijl het binnenste met  $\alpha$  wordt aangeduid. Het buitenste oppervlak van het hele scherm met straal  $b$  is (B) en het binnenste met straal  $a$  is (A).



Figuur 2.13. Een *cilindervormig* scherm met meerdere lagen. Het invallend veld  $\underline{B}_0$  is een uniform transversaal veld met frequentie  $\omega/2\pi$

#### Afscherming door fluxaftakking

Het voorbeeld van ferromagnetische afscherming, dat besproken werd in paragraaf 1.4.3, wordt nu wiskundig uitgewerkt. In dit voorbeeld bestaat het scherm uit slechts één laag ( $n = 1$ ) die ferromagnetisch is maar niet elektrisch geleidend.



Om de formule (1.31) voor de afschermingsfactor van de ferromagnetische cilinder te berekenen, vertrekken we van de vergelijking voor de vectorpotentiaal (1.15), die wegens het perfect elektrisch isolerend materiaal ( $\sigma = 0$ ) vereenvoudigd wordt tot:

$$\nabla^2 \underline{\mathbf{A}} = 0 \quad (2.71)$$

Voor de oneindig lange cilinder heeft de vectorpotentiaal enkel een  $z$ -component waarin de  $r$ - en de  $\phi$ -afhankelijkheid kan gescheiden worden:  $\underline{\mathbf{A}} = \underline{A}_0(r) \cos \phi \mathbf{1}_z$ , uitgedrukt in het poolcoördinatenstelsel getoond in figuur 1.13 of meer algemeen in figuur 2.13. Vergelijking (2.71) wordt herleid naar een vergelijking met enkel  $r$  als onbekende:

$$\frac{d^2 \underline{A}_0(r)}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d\underline{A}_0(r)}{dr} - \frac{1}{r^2} \underline{A}_0(r) = 0. \quad (2.72)$$

De oplossing bevat twee constanten  $c_1$  en  $c_2$ :

$$\underline{A}_0(r) = c_1 \frac{r^2 - 1}{r} + c_2 \frac{r^2 + 1}{r} \quad (2.73)$$

en laat toe de tangentiële component van  $\underline{\mathbf{H}} = \underline{H}_\phi \mathbf{1}_\phi$  en de normale, radiale component van  $\underline{\mathbf{B}} = \underline{B}_r \mathbf{1}_r$  te bepalen<sup>5</sup> aan de hand van  $\underline{\mathbf{H}} = \frac{1}{\mu} \nabla \times \underline{\mathbf{A}}$ :

$$\begin{aligned} \underline{H}_\phi(r, \phi) &= \underline{H}_{\phi 0} \cos \phi \\ \underline{H}_{\phi 0}(r) &= -\frac{1}{\mu} \frac{d\underline{A}_0}{dr} = -\frac{1}{\mu} \left[ c_1 \frac{r^2 + 1}{r^2} + c_2 \frac{r^2 - 1}{r^2} \right] \\ \underline{B}_r(r, \phi) &= \underline{B}_{r0} \sin \phi \\ \underline{B}_{r0}(r) &= -\frac{\underline{A}_0}{r} = -c_1 \frac{r^2 - 1}{r^2} - c_2 \frac{r^2 + 1}{r^2} \end{aligned} \quad (2.74)$$

Vervolgens worden  $\underline{H}_{\phi 0}$  en  $\underline{B}_{r0}$  uitgeschreven aan weerszijden van het scherm, dat in dit voorbeeld slechts één laag telt. Er komen dus twee vergelijkingen voor  $r = a$  in het afgeschermd gebied (A) en twee vergelijkingen voor  $r = b$  in het

<sup>5</sup>Hoewel  $\underline{\mathbf{H}}$  en  $\underline{\mathbf{B}}$  slechts 1 component verschillend van nul hebben, worden voor de duidelijkheid de fasoren voorzien van een subscript  $\phi$  voor het tangentiële magnetisch veld en een subscript  $r$  voor de radiale magnetische inductie.

brongebied (B):

$$\underline{H}_{\phi 0}^A \triangleq \underline{H}_{\phi 0}(a) = -\frac{1}{\mu} \left[ c_1 \frac{a^2 + 1}{a^2} + c_2 \frac{a^2 - 1}{a^2} \right] \quad (2.75)$$

$$\underline{B}_{r0}^A \triangleq \underline{B}_{r0}(a) = -c_1 \frac{a^2 - 1}{a^2} - c_2 \frac{a^2 + 1}{a^2} \quad (2.76)$$

$$\underline{H}_{\phi 0}^B \triangleq \underline{H}_{\phi 0}(b) = -\frac{1}{\mu} \left[ c_1 \frac{b^2 + 1}{b^2} + c_2 \frac{b^2 - 1}{b^2} \right] \quad (2.77)$$

$$\underline{B}_{r0}^B \triangleq \underline{B}_{r0}(b) = -c_1 \frac{b^2 - 1}{b^2} - c_2 \frac{b^2 + 1}{b^2} \quad (2.78)$$

De twee laatste vergelijkingen kunnen worden gebruikt om de twee constanten  $c_1$  en  $c_2$  te elimineren in de twee eerste vergelijkingen, die in matrixvorm worden:

$$\begin{bmatrix} \underline{H}_{\phi 0}^A \\ \underline{B}_{r0}^A / \mu_0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \underline{H}_{\phi 0}^B \\ \underline{B}_{r0}^B / \mu_0 \end{bmatrix} \quad (2.79)$$

waarbij de elementen  $T_{ij}$ ,  $1 \leq i, j \leq 2$  gegeven zijn door:

$$\begin{aligned} T_{11} &= \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{b^2}{a^2} \right) \\ T_{12} &= \frac{1}{2} \frac{\mu_0}{\mu} \left( 1 - \frac{b^2}{a^2} \right) \\ T_{21} &= \frac{1}{2} \frac{\mu}{\mu_0} \left( 1 - \frac{b^2}{a^2} \right) \\ T_{22} &= \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{b^2}{a^2} \right) \end{aligned} \quad (2.80)$$

Vermits het scherm maar één laag heeft, brengen de transmissielijnvergelijkingen (2.79) de magnetische veldgrootheden aan de binnenzijde (punt  $a$ ) van het scherm in verband met deze aan de buitenrand (punt  $b$ ) van de cilinder.

In **stap één** van de 5-stappen procedure wordt  $Z^A$  berekend door  $\underline{B}_{r0}^A / \mu_0$  in (2.76) en  $\underline{H}_{\phi 0}^A$  in (2.75) door elkaar te delen. Deze grootheden zijn onbekend omdat ze afhangen van de onbekende constanten  $c_1$  en  $c_2$ . In het afgeschermd gebied zijn voor de veldgrootheden echter enkel oplossingen aanvaardbaar die afnemen in de richting van het brongebied naar het afgeschermd gebied toe. Hieraan is voldaan

indien  $c_1 = c_2 \triangleq c_o$ . Rekening houdend met het feit dat in de lucht in het afgeschermd gebied geldt dat  $\mu = \mu_0$ , bekomt men

$$Z^A = \frac{\underline{B}_{r0}^A / \mu_0}{\underline{H}_{\phi 0}^A} = \frac{-2c_o / \mu_0}{-2c_o / \mu_0} = 1. \quad (2.81)$$

Er wordt aan herinnerd dat lastimpedantie  $Z^A$  de impedantie van de lucht voorstelt ingesloten in de cilinder.

De uitdrukking (2.70) van **stap twee** wordt gebruikt om de ingangsimpedantie van de lijn te berekenen:

$$Z^B = \frac{\underline{B}_{r0}^B / \mu_0}{\underline{H}_{\phi 0}^B} = \frac{T_{11}Z^A - T_{21}}{T_{22} - T_{12}Z^A} = \frac{\left(1 + \frac{b^2}{a^2}\right) - \frac{\mu}{\mu_0} \left(1 - \frac{b^2}{a^2}\right)}{\left(1 + \frac{b^2}{a^2}\right) - \frac{\mu_0}{\mu} \left(1 - \frac{b^2}{a^2}\right)} \quad (2.82)$$

Uit de uitdrukking voor de transmissie (2.61) en met bronimpedantie  $Z^A = 1$  vinden we in **stap drie** de veldsterktes aan de bronzijde, genormeerd op de veldsterkte van het invallend veld:

$$\frac{\underline{H}_{\phi 0}^B}{\underline{H}_0} = \frac{2}{1 + Z^B} = \frac{2 \left(1 + \frac{b^2}{a^2}\right) - 2 \frac{\mu_0}{\mu} \left(1 - \frac{b^2}{a^2}\right)}{2 \left(1 + \frac{b^2}{a^2}\right) - \frac{\mu}{\mu_0} \left(1 - \frac{b^2}{a^2}\right) - \frac{\mu_0}{\mu} \left(1 - \frac{b^2}{a^2}\right)} \quad (2.83)$$

$$\frac{\underline{B}_{r0}^B / \mu_0}{\underline{H}_0} = \frac{2Z^B}{1 + Z^B} = \frac{2 \left(1 + \frac{b^2}{a^2}\right) - 2 \frac{\mu}{\mu_0} \left(1 - \frac{b^2}{a^2}\right)}{2 \left(1 + \frac{b^2}{a^2}\right) - \frac{\mu}{\mu_0} \left(1 - \frac{b^2}{a^2}\right) - \frac{\mu_0}{\mu} \left(1 - \frac{b^2}{a^2}\right)} \quad (2.84)$$

De informatie  $\underline{H}_{\phi 0}^B / \underline{H}_0$  geeft de verhouding tussen veldsterkte bij het scherm (bronzijde) en veldsterkte op grote afstand van het scherm. Deze verhouding is nodig om de afschermingsfactor te vinden:

$$s = \frac{\underline{H}_{\phi 0}^A}{\underline{H}_0} = \frac{\underline{H}_{\phi 0}^A}{\underline{H}_{\phi 0}^B} \cdot \frac{\underline{H}_{\phi 0}^B}{\underline{H}_0} \quad (2.85)$$

In **stap vier** moet nu de term  $\frac{\underline{H}_{\phi 0}^A}{\underline{H}_{\phi 0}^B}$  nog berekend worden. Men deelt hiertoe linker- en rechterlid van (2.79) door  $\underline{H}_0$ :

$$\begin{bmatrix} \frac{\underline{H}_{\phi 0}^A}{\underline{H}_0} \\ \frac{\underline{B}_{r0}^A}{\mu_0 \underline{H}_0} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \frac{\underline{H}_{\phi 0}^B}{\underline{H}_0} \\ \frac{\underline{B}_{r0}^B}{\mu_0 \underline{H}_0} \end{bmatrix} \quad (2.86)$$

In deze uitdrukking kunnen de grootheden  $\underline{H}_{\phi 0}^B/\underline{H}_0$  en  $\underline{B}_{r 0}^B/\underline{H}_0$  uit respectievelijk (2.83) en (2.84) gesubstitueerd worden. De  $T_{ij}$  zijn gegeven in (2.80).

De afschermingsfactor wordt bekomen in **stap vijf** uit het linkerlid van (2.86):

$$s = \frac{\underline{H}_{\phi 0}^A}{\underline{H}_0} = \frac{\underline{B}_{r 0}^A}{\mu_0 \underline{H}_0} = \frac{4 \frac{\mu}{\mu_0} \frac{b^2}{a^2}}{\frac{b^2}{a^2} \left( \frac{\mu}{\mu_0} + 1 \right)^2 - \left( \frac{\mu}{\mu_0} - 1 \right)^2}. \quad (2.87)$$

In (2.86) wordt de afschermingsfactor tweemaal bekomen. Beide uitdrukkingen zijn echter identiek. De bespreking van de afschermingsfactor werd reeds behandeld in paragraaf 1.4.2.

### Afscherming door fluxaftakking en geïnduceerde stromen

De algemene uitdrukkingen voor afscherming van een elektrisch geleidend en magnetisch permeabel scherm worden afgeleid. De op te lossen vergelijking voor de vectorpotentiaal is nu (1.15):

$$\nabla^2 \underline{\mathbf{A}} = j\omega \mu_r \mu_0 \sigma \underline{\mathbf{A}}. \quad (2.88)$$

De vorm van de vectorpotentiaal blijft  $\underline{\mathbf{A}} = \underline{A}_0(r) \cos \phi \mathbf{1}_z$ , wat aanleiding geeft tot een differentiaalvergelijking met enkel  $r$  als onbekende:

$$\frac{d^2 \underline{A}_0(r)}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d \underline{A}_0(r)}{dr} - \frac{1}{r^2} \underline{A}_0(r) = \gamma^2 \underline{A}_0(r). \quad (2.89)$$

De oplossing bevat twee constanten  $A_+$  en  $A_-$  en maakt gebruik van de gemodificeerde Besselse functies van de eerste en tweede soort:

$$\underline{A}_0(r) = A_+ K_1(\gamma r) + A_- I_1(\gamma r) \quad (2.90)$$

en laat toe de tangentiële component van  $\underline{\mathbf{H}}$  en de normale component van  $\underline{\mathbf{B}}$  te bepalen aan de hand van  $\underline{\mathbf{H}} = \frac{1}{\mu} \nabla \times \underline{\mathbf{A}}$ :

$$\begin{aligned} \underline{H}_{\phi}(r, \phi) &= \underline{H}_{\phi 0} \cos \phi \\ \underline{H}_{\phi 0}(r) &= -\frac{1}{\mu} \frac{d \underline{A}_0}{dr} = -\frac{\gamma}{\mu} [A_+ K_1'(\gamma r) + A_- I_1'(\gamma r)] \\ \underline{B}_r(r, \phi) &= \underline{B}_{r 0} \sin \phi \\ \underline{B}_{r 0}(r) &= -\frac{\underline{A}_0}{r} = -\frac{1}{r} [A_+ K_1(\gamma r) + A_- I_1(\gamma r)] \end{aligned} \quad (2.91)$$

Door  $\underline{H}_{\phi 0}$  en  $\underline{B}_{r0}$  uit te schrijven aan weerszijden van het scherm, dus voor  $r = a$  in het afgeschermd gebied (A) en voor  $r = b$  in het brongebied (B), bekomt men na enig rekenwerk opnieuw de matrixvergelijking (2.79), met als elementen

$$\begin{aligned}
 T_{11} &= (\gamma b) [I_1'(\gamma a) K_1(\gamma b) - I_1(\gamma b) K_1'(\gamma a)] \\
 T_{12} &= \frac{\mu_0}{\mu} (\gamma b)^2 [I_1'(\gamma b) K_1'(\gamma a) - I_1'(\gamma a) K_1'(\gamma b)] \\
 T_{21} &= \frac{\mu}{\mu_0} \frac{\gamma b}{\gamma a} [I_1(\gamma a) K_1(\gamma b) - I_1(\gamma b) K_1(\gamma a)] \\
 T_{22} &= \frac{(\gamma b)^2}{\gamma a} [I_1'(\gamma b) K_1(\gamma a) - I_1(\gamma a) K_1'(\gamma b)]
 \end{aligned} \tag{2.92}$$

De vijfstappenmethode kan nu worden toegepast op analoge wijze als in vorige paragraaf.

### Afscherming door geïnduceerde stromen

Bovenstaande algemene uitdrukkingen kunnen vereenvoudigd worden voor een dun, niet-ferromagnetisch, elektrisch geleidend scherm. Men bekomt dan

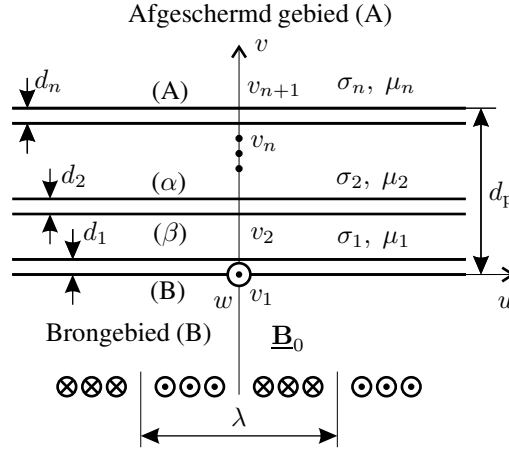
$$\begin{aligned}
 T_{11} &= 1 \\
 T_{12} &= -j\omega\sigma\mu_0 b(b-a) \\
 T_{21} &= 0 \\
 T_{22} &= 1
 \end{aligned} \tag{2.93}$$

Met de vijfstappenmethode van paragraaf 2.3.2 komt men tot de afschermingsfactor (1.33) die als voorbeeld werd besproken in paragraaf 1.4.3.

$$s = \frac{1}{1 + \frac{1}{2}j\omega\mu_0\sigma b(b-a)} \quad \text{indien } \mu = \mu_0 \text{ en } a \approx b \tag{2.94}$$

### 2.3.4 Toepassing: lineair cilindervormig scherm in een uniform transversaal veld (oplossing via conforme afbeelding)

Om eenvoudigere uitdrukkingen te krijgen dan (2.92) wordt het probleem vertaald naar de vlakke geometrie van figuur 2.14. In deze “opengeknijpte” versie van figuur 2.13 is het magnetisch veld een oppervlaktestroom die sinusoidaal varieert *in de ruimte* met golflengte  $\lambda = 2\pi a = 2\pi/k$  met  $k$  het golfgetal. De cilinder van figuur 2.13 komt overeen met één golflengte  $\lambda$  in figuur 2.14.



Figuur 2.14. Een vlak scherm met meerdere lagen. Het magnetisch veld wordt opgedrongen door een sinusoidale bron met frequentie  $\omega/2\pi$  die ook sinusoidaal verdeeld is in de ruimte

### Equivalentie van beide problemen

De equivalentie van beide problemen kan aangetoond worden d.m.v. een conforme afbeelding  $z = f(t)$  zoals beschreven op p. 121 tot 128 in [Binns1963]. De afbeelding definieert een complexe variabele  $z = x + jy$  als een functie van een andere complexe variabele  $t = u + jv$ . Aldus geldt dat  $z = f(t) = x(u, v) + jy(u, v)$ .

De hier gebruikte transformatie is

$$z = e^{jt} \Rightarrow x + jy = e^{-v+ju}$$

wat voor  $x$  en  $y$  het volgende oplevert:

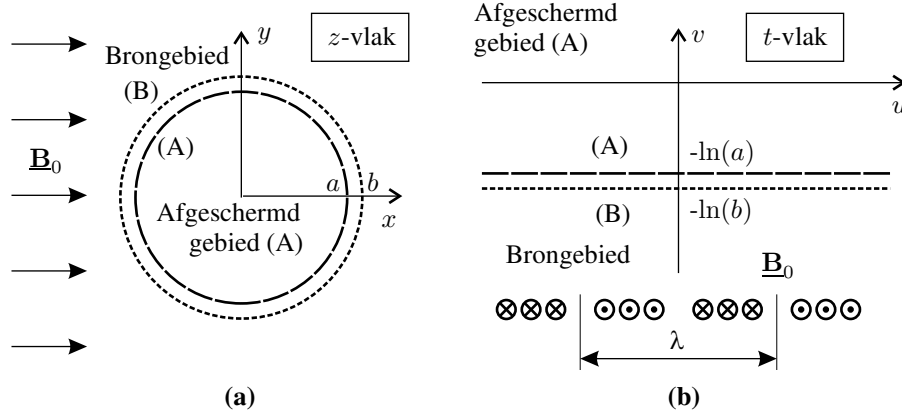
$$\begin{aligned} x &= e^{-v} \cos u \\ y &= e^{-v} \sin u. \end{aligned}$$

De oplossing naar  $u$  en  $v$  is:

$$u = \arctan \frac{y}{x} \quad (2.95)$$

$$v = -\ln \left( \sqrt{x^2 + y^2} \right). \quad (2.96)$$

De **equivalentie van de schermen** volgt uit vergelijking (2.96) en figuur 2.15: een cirkel met middelpunt  $(0,0)$  in het  $z$ -vlak transformeert naar een lijn evenwijdig



Figuur 2.15. Conforme afbeelding van het  $z$ -vlak in (a) naar het  $t$ -vlak in (b). De cirkels in streeplijn en puntlijn in het  $z$ -vlak corresponderen met de rechten in streeplijn respectievelijk puntlijn in het  $t$ -vlak. Het uniforme veld in het  $z$ -vlak komt overeen met een sinusoidaal in de ruimte verdeelde bron in het  $t$ -vlak

aan de  $u$ -as in het  $t$ -vlak. M.a.w. de vergelijking  $x^2 + y^2 = a^2$  komt overeen met de vergelijking  $v = -\ln(a)$ . Verder toont (2.95) dat een rechte door de oorsprong in het  $z$ -vlak transformeert in het  $t$ -vlak naar een rechte parallel aan de  $v$ -as ( $u = c^{te}$ ). De rechte  $u = c$  in het  $t$ -vlak is in het  $z$ -vlak een rechte die een hoek van  $c$  radialen maakt met de  $x$ -as. Het cilindervormig scherm in het  $z$ -vlak geeft dus aanleiding tot een oneindig uitgestrekt vlak scherm in het  $t$ -vlak<sup>6</sup>.

**De equivalentie van de bronnen** dient eveneens gecontroleerd te worden. In het  $z$ -vlak is de bron een uniform magnetisch veld langs de  $x$ -as. Voor dit veld kan men een scalaire potentiaal  $\xi$  definiëren (niet de vectorpotentiaal  $\underline{A}$ ) die een lineaire functie is van  $x$ :  $\xi = c_1 x$ . Met  $\underline{B}$  volgens de positieve  $x$ -as in figuur 2.15 is  $c_1$  negatief. De lijn  $x = 0$  wordt willekeurig gekozen als lijn met potentiaal nul. Kiezen we de lijn  $y = 0$  als de referentielijn voor de flux  $\phi$ , dan is de flux:  $\phi = c_1 y$ . Men kan een complexe potentiaal<sup>7</sup>  $\underline{w}$  definiëren als

$$\underline{w} = \xi + j\phi = c_1(x + jy) = c_1 z. \quad (2.97)$$

Het veld  $\underline{B}$  wordt bekomen met de gradiënt van deze potentiaal:  $\underline{B} = -\nabla[\text{Re}(\underline{w})] = -\nabla\xi = -c_1 \mathbf{1}_x + 0 \mathbf{1}_y$ . In het  $z$ -vlak levert dit met  $c_1 < 0$  inderdaad een veld op volgens de positieve  $x$ -as (voor het tijdstip nul). We berekenen de equivalente

<sup>6</sup>Als  $u$  de waarden  $[0, \pi/2, \pi, 3\pi/2, 2\pi]$  heeft, correspondeert dit voor  $x$  met de waarden  $[1, 0, -1, 0, 1] \times e^{-v}$ . Dit toont aan dat  $x$  periodiek is en dat er een oneindig aantal  $u$ -waarden aanleiding geven tot één enkele waarde voor  $x$ .

<sup>7</sup>De potentiaal  $\underline{w}$  ligt in het complexe vlak en is opgebouwd uit de scalair  $\xi$  en  $\phi$ . Deze laatste twee grootheden zijn onderlijnd omdat ze fasoren zijn.

$\underline{\xi}$  in het  $t$ -vlak als volgt:

$$\begin{aligned}
 \underline{\xi} &= \operatorname{Re}(\underline{\xi} + j\phi) = \operatorname{Re}(c_1 z) \\
 &= \operatorname{Re}(c_1 e^{jt}) = \operatorname{Re}(c_1 e^{-v+j u}) \\
 &= \operatorname{Re}[c_1 (\cosh v - \sinh v) (\cos u + j \sin u)] \\
 &= c_1 \cos u (\cosh v - \sinh v)
 \end{aligned}$$

Het veld  $\underline{\mathbf{B}}$  is:

$$\begin{aligned}
 \underline{\mathbf{B}} &= -\nabla \underline{\xi} \\
 &= c_1 \sin u (\cosh v - \sinh v) \mathbf{1}_u + c_1 \cos u (\cosh v - \sinh v) \mathbf{1}_v \quad (2.98)
 \end{aligned}$$

De amplitude van het veld neemt af voor toenemende  $v$ , dus naarmate men zich van het brongebied naar het afgeschermd gebied beweegt. Het veld heeft bovendien een sinusvormig verloop langs de  $u$ -as (voor  $v = c^{\text{te}}$ ). Dat dit correspondeert met een oneindig lange, sinusoidaal in de ruimte verdeelde bron, kan ingezien worden met figuur 2.15. Wegens het oneindig lange en periodieke karakter van de bron kan men de  $v$ -as en de wanden bij  $u = -\lambda/2$  en  $u = \lambda/2$  beschouwen als symmetrie-assen, waarbij  $\lambda = 2\pi a$  overeenstemt met de omtrek van de cilinder in de oorspronkelijke configuratie. Bijgevolg moeten de  $v$ -as en de twee wanden ondoordringbaar zijn voor flux. De vector  $\underline{\mathbf{B}}$  is dan rakend aan deze wanden. Voor de  $u$ -posities waar de stroom maximaal is, ligt de veldvector horizontaal. Het fluxverloop van de getoonde bron stemt dus overeen met (2.98). Het “getransformeerde” veld (2.98) komt overeen met de uitdrukking voor  $\underline{\mathbf{B}} = \mu \underline{H}_u \mathbf{1}_u + \underline{B}_v \mathbf{1}_v$  van (2.102) die in volgende paragraaf wordt afgeleid. Anderzijds komt het getransformeerde veld ook overeen met een uniform transversaal veld in het  $z$ -vlak. Derhalve mag men stellen dat de gekozen bron in het  $t$ -vlak de juiste is.

### Transfereelaties voor één laag

Zoals beschreven in voorgaand deel zoeken we eerst de transferrelaties voor **één laag**. Door in rekening te brengen dat de vectorpotentiaal enkel afhangt van  $u$  en  $v$  en dat de  $u$ -afhankelijkheid  $\sin(ku)$  is, vinden we een oplossing voor de vectorpotentiaal in (1.15):

$$\underline{\mathbf{A}} = \underline{A}_0(v) \sin(ku) \mathbf{1}_z \quad (2.99)$$



De  $v$ -afhankelijkheid zorgt voor een gewone differentiaalvergelijking met een oplossing die twee constanten  $A_s$  en  $A_c$  bevat:

$$\begin{aligned}\nabla^2 \underline{\mathbf{A}} &= j\omega\mu_r\mu_0\sigma \underline{\mathbf{A}} \\ &= \left[ \frac{d^2 \underline{A}_0(v)}{dv^2} - k^2 \underline{A}_0(v) \right] \sin(ku)\end{aligned}\quad (2.100)$$

$$\begin{aligned}\frac{d^2 \underline{A}_0}{dv^2} &= [k^2 + \gamma^2] \underline{A}_0 \triangleq \kappa_\gamma^2 \underline{A}_0 \\ \Rightarrow \underline{A}_0(v) &= A_s \sinh(\kappa_\gamma v) + A_c \cosh(\kappa_\gamma v)\end{aligned}\quad (2.101)$$

met  $\gamma = (1 + j)\sqrt{\frac{\omega\mu_0\mu_r\sigma}{2}}$ . Nu  $\underline{\mathbf{A}}$  gekend is (op de constanten na), vinden we de tangentiële component van het magnetisch veld  $\underline{H}_u$  en de normale component van de magnetische inductie  $\underline{B}_v$  uit de uitdrukking

$$\begin{aligned}\underline{\mathbf{B}} &= \nabla \times \underline{\mathbf{A}} \\ \underline{\mathbf{B}} &= \mu \underline{H}_u \mathbf{1}_u + \underline{B}_v \mathbf{1}_v = \frac{d\underline{A}_0(v)}{dv} \sin(ku) \bar{\mathbf{1}}_u - k \underline{A}_0(v) \cos(ku) \bar{\mathbf{1}}_v\end{aligned}$$

Beide zijn functie van  $u$  en  $v$ :

$$\begin{aligned}\underline{H}_u &= \underline{H}_{u0} \sin(ku) = \frac{\kappa_\gamma}{\mu} [A_s \cosh(\kappa_\gamma v) + A_c \sinh(\kappa_\gamma v)] \sin(ku) \\ \underline{B}_v &= -\underline{B}_{v0} \cos(ku) = -k [A_s \sinh(\kappa_\gamma v) + A_c \cosh(\kappa_\gamma v)] \cos(ku)\end{aligned}\quad (2.102)$$

Uiteindelijk wordt de transfertmatrix gevonden door (2.102) uit te schrijven voor  $v = 0$  (bronzijde) en voor  $v = d_p$  (afgeschermd zijde). Merk op dat de matrix dezelfde is als de transmissielijnvierpool (2.44), op de coëfficiënten van de elementen  $T_{12}$  en  $T_{21}$  na. Dit verschil is te wijten aan de keuze om de onderste vergelijking uit te schrijven voor  $\underline{B}_u$  in plaats van  $\underline{E}_z$ .

$$\begin{bmatrix} \underline{H}_{u0}^\alpha \\ \underline{B}_{v0}^\alpha / \mu_0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cosh(\kappa_\gamma d_p) & \frac{\mu_0}{\mu} \frac{\kappa_\gamma}{k} \sinh(\kappa_\gamma d_p) \\ \frac{\mu}{\mu_0} \frac{k}{\kappa_\gamma} \sinh(\kappa_\gamma d_p) & \cosh(\kappa_\gamma d_p) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \underline{H}_{u0}^\beta \\ \underline{B}_{v0}^\beta / \mu_0 \end{bmatrix} \quad (2.103)$$

$d_p$  is de dikte van de beschouwde laag. De constanten  $A_s$  and  $A_c$  komen niet meer voor in de uitdrukkingen. De term  $\underline{B}_v/\mu_0$  wordt gebruikt omwille van de infinitesimale luchtspleet tussen twee lagen. Het effect van deze luchtspleet op de afschermingsfactor is verwaarloosbaar [Hoburg1996]. Hoewel het bovenstaande werd afgeleid uitgaande van de vergelijking van de vectorpotentiala en *niet* via transmissielijnvergelijkingen, is de vorm van (2.103) identiek aan deze in (2.44).

### Transfertrelaties en afschermingsfactor voor het volledige meerlagen-schermb

Ten tweede moeten de transfertrelaties van **alle lagen** aaneengeschakeld worden. We voeren de 5-stappen procedure uit om de afschermingsfactor te vinden.

1. De impedantie wordt bepaald aan de rand van het afgeschermd gebied (A) — positie  $v = v_{n+1} = d_p$  aan zijde  $\alpha$  van laag  $n$  in figuur 2.14 of in figuur 2.13. Eerst worden  $\underline{H}_{u0}^A$  en  $\underline{B}_{v0}^A/\mu_0$  uit de uitdrukkingen (2.102) uitgeschreven op deze positie:

$$\begin{aligned}\underline{H}_{u0}^A &= \frac{\kappa_\gamma}{\mu} [A_s \cosh(\kappa_\gamma a) + A_c \sinh(\kappa_\gamma a)] \\ \underline{B}_{v0}^A &= k[A_s \sinh(\kappa_\gamma a) + A_c \cosh(\kappa_\gamma a)].\end{aligned}$$

Hierin wordt  $\mu = \mu_0$  gesteld en  $\gamma = 0$  omdat het afgeschermd gebied uit lucht bestaat. Bijgevolg is  $\kappa_\gamma = \sqrt{k^2 + \gamma^2} = k$ . Door de onbekende constanten  $A_s$  en  $A_c$  zijn  $\underline{H}_{u0}^A$  en  $\underline{B}_{v0}^A/\mu_0$  nog steeds onbekend. De oplossingen voor de grootheden moeten echter afnemen van het brongebied naar het afgeschermd gebied toe, wat voor de constanten de voorwaarde  $A_s = -A_c$  oplevert — een voorwaarde die ook al duidelijk werd bij het aantonen van de equivalentie van de bronnen in (2.98). Men bekomt aldus:

$$\underline{A}_0(v) = A_s \sinh(kv) + A_c \cosh(kv) = A_+ e^{-kv} \quad (2.104)$$

$$\Rightarrow Z^A = \frac{\underline{B}_{v0}^A/\mu_0}{\underline{H}_{u0}^A} = \frac{k A_+ e^{-kd_p}/\mu_0}{-k A_+ e^{-kd_p}/\mu_0} = -1. \quad (2.105)$$

2. Vermenigvuldigen van  $Z^A$  met  $Z^\beta$  van vergelijking (2.70) geeft de impedantie ter hoogte van  $v_n$ , de andere zijde van laag  $n$ . Deze impedantie  $Z_n^\beta$  is ook de impedantie  $Z_{n-1}^\alpha$  aan zijde  $\alpha$  van de volgende laag. Door repetitief (2.70) toe te passen, wordt de impedantie getransformeerd — laag per laag — van het oppervlak van het afgeschermd gebied naar het oppervlak van het brongebied. De transformatie geschiedt met de matrix (2.103). Wanneer men aankomt in het brongebied, is de ingangsimpedantie van het meerlagen-schermb  $Z^B$  bepaald.
3. De magnetische impedantie  $Z^B$  laat toe om met de transmissiecoëfficiënt (2.49) de tangentiële component  $\underline{H}_{u0}^B$  te vinden van het magnetisch veld in het brongebied, genormeerd op de amplitude van het bronveld  $\underline{H}_0$ :

$$\frac{\underline{H}_{u0}^B}{\underline{H}_0} = \frac{2Z^A}{Z^A + Z^B} = \frac{2}{1 - Z^B} \quad (2.106)$$

De normale component van de magnetische inductie wordt bekomen door (2.106) te vermenigvuldigen met de magnetische impedantie:  $\underline{B}_{v0}^B/\mu_0 = Z^B \underline{H}_{u0}^B$ .

4. De transferrelaties (2.103) worden gebruikt om de genormeerde veldvariabelen laag per laag terug te transformeren van het brongebied naar het afgeschermd gebied.
5. De afschermingsfactor is na terugtransformatie van het  $t = u + jv$  vlak naar het  $z = x + jy$ -vlak [Hoburg1996]:

$$s = \frac{\underline{H}_{u0}^A}{\underline{H}_0} e^{kd_p} = -\frac{\underline{B}_{v0}^A}{\mu_0 \underline{H}_0} e^{kd_p} \quad (2.107)$$

De exponentiële term is ongeveer 1 indien de diameter van het scherm veel groter is dan de totale dikte  $d_p$ .

## 2.4 Transmissielijnmethode voor afschermingen in niet-lineair materiaal (TLM)

### 2.4.1 Korte omschrijving

Om één van de nadelen van de klassieke transmissielijnmethode – namelijk de beperking tot lineaire materialen – weg te nemen, kan de theorie uitgebreid worden tot niet-lineaire, hysteretische materialen. Een niet-lineair materiaal heeft een magnetische inductie  $\mathbf{B}$  die een niet-lineaire functie is van de magnetische veldsterkte  $\mathbf{H}$ , m.a.w. de permeabiliteit  $\mu$  is geen constante:  $\mathbf{B} = \mu(\mathbf{H}) \mathbf{H}$ . In het meest algemene geval is  $\mu$  een tensor, maar de in dit werk beschouwde materialen worden als isotroop beschouwd zodat  $\mu$  toch scalair wordt. Hysteresis betekent dat het verband tussen  $\mathbf{B}$  en  $\mathbf{H}$  bovendien niet éénwaardig is. De waarde van  $\mathbf{B}$  hangt niet alleen af van  $\mathbf{H}$  op hetzelfde ogenblik, maar ook van  $\mathbf{H}$  in het verleden, dus van de magnetische voorgeschiedenis van het materiaal.

Het implementeren van niet-lineariteit in het magnetisch scherm gebeurt door het opdelen van de niet-lineaire laag in een voldoende aantal lineaire deellagen (met constante permeabiliteit). Dit is een benadering van de werkelijkheid. De permeabiliteit verandert in het werkelijke materiaal immers continu. Door de verdeling in deellagen is het verloop van de permeabiliteit stuksgewijze constant: de permeabiliteit wordt benaderd als een “trapfunctie”.

Hoewel hiermee één van de nadelen van de transmissielijnmethode is opgeheven blijft het voornaamste minpunt de beperking tot een klein aantal mogelijke geometrieën van het scherm en van de bron.

Tot de voordelen behoren snelheid, accuraatheid, en de mogelijkheid meerlagenschermen te bestuderen die zijn opgebouwd uit niet-lineaire, hysteretische materialen.

### 2.4.2 Preisach-distributiefunctie

We nemen aan dat de magnetisatietoestand van het scherm steeds in het Rayleigh gebied is. Dit houdt in dat de opgelegde veldsterkte zwak is. Meer dan een eeuw geleden beschreef Lord Rayleigh het niet-lineaire karakter van dit gebied [Rayleigh1887]. De gemaakte veronderstelling is terecht voor vele afschermingstoepassingen waar de magnetische veldsterkte in (een groot deel van) het scherm eerder zwak is.

Het is bekend dat in dit gebied en voor een monotoon stijgend of dalend magnetisch veld  $H(t)$  de inductie  $B(t)$  kwadratisch varieert met het veld  $H(t)$  wanneer het materiaal initieel gedemagnetiseerd is:

$$B(t) = c_1 H(t) + c_2 H(t)^2 \text{ indien } H(t) \geq 0 \quad (2.108)$$

$$B(t) = c_1 H(t) - c_2 H(t)^2 \text{ indien } H(t) < 0 \quad (2.109)$$

Qua notatie wordt herhaald dat  $H(t)$  en  $B(t)$  de amplitude voorstellen van de ruimtelijke vectoren  $\mathbf{H}$  en  $\mathbf{B}$  die in eenzelfde ruimtelijke richting gelegen zijn. De grootheden  $H(t)$  en  $B(t)$  veranderen in de tijd en kunnen negatief worden indien de corresponderende vectoren van zin omkeren.

Nochtans is voor materialen met hysteresis de magnetische inductie  $B(t)$  niet alleen een functie van het magnetisch veld  $H(t)$ , maar ook van de voorgeschiedenis van  $H(t)$ , t.t.z.  $H(\tau)$ ,  $\tau < t$ . Gewoonlijk wordt  $B(t)$  gesplitst in een reversibel deel  $B_{\text{rev}}[H(t)]$  en in een irreversibel deel  $B_{\text{irr}}[H(t), H(\tau)]$ . Hierin duidt  $H(\tau)$  met  $\tau < t$  aan dat  $B_{\text{irr}}$  afhangt van de veldsterkte in het verleden. Om  $B_{\text{irr}}$  voor te stellen wordt het klassiek Preisach model gebruikt [Liorzou2000, Bertotti1998]. Om in het Preisach model een maagdelijke kromme te krijgen zoals beschreven in (2.109), moet men  $B_{\text{rev}}(t) = c_1 H(t)$  kiezen en de Preisach distributiefunctie  $P(\alpha, \beta) = c_2$  wanneer we starten met gedemagnetiseerd materiaal. Inderdaad geldt:

$$\begin{aligned} B_{\text{mgd}}[H(t)] &= c_1 H(t) + \int_0^{H(t)} d\alpha \int_{-\alpha}^{\alpha} P(\alpha, \beta) d\beta \\ &= c_1 H(t) + c_2 H^2(t) \text{ indien } H(t) > 0 \end{aligned}$$

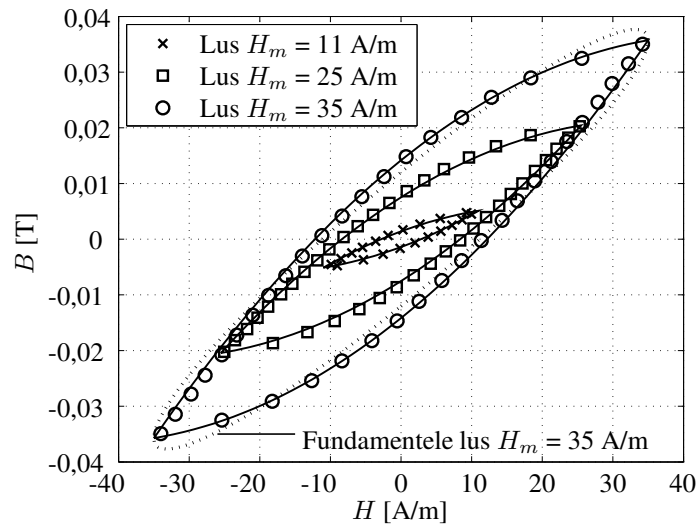
In overeenstemming met dit Preisach model correspondeert een periodieke verandering van  $H(t)$  tussen de extremale waarden  $H_m$  en  $-H_m$  met een dalende tak

$B_d[H(t)]$  en een stijgende tak  $B_s[H(t)]$ :

$$B_d[H(t), H_m] = c_1 H(t) + c_2 H_m^2 - \frac{c_2}{2} [H(t) - H_m]^2 \quad (2.110)$$

$$B_s[H(t), H_m] = c_1 H(t) - c_2 H_m^2 + \frac{c_2}{2} [H(t) + H_m]^2 \quad (2.111)$$

Deze kwadratische uitdrukkingen vertegenwoordigen hysteresislussen in het Rayleigh gebied. De corresponderende extremale waarden voor  $B(t)$  zijn  $B_m$  respectievelijk  $-B_m$ , met  $B_m = c_1 H_m + c_2 H_m^2$ . (2.110) en (2.111) werden experimenteel geverifieerd voor het materiaal Magnetil (Arcelor) met  $c_1 = 168,3\mu_0$  en  $c_2 = 18,4\mu_0$ . Aangezien enkel situaties met zwakke velden in het Rayleigh gebied worden beschouwd, is de keuze voor  $B_{rev}$  en  $P(\alpha, \beta)$  aanvaardbaar op voorwaarde dat het materiaal initieel gedemagnetiseerd is: voor verschillende extremale waarden  $H_m$  toont figuur 2.16 dat de overeenkomst tussen berekende en gemeten lussen goed is. Voor het magnetisch scherm worden enkel sinusoïdale tijdsvaria-



Figuur 2.16. Hysteresis lussen voor verschillende  $H_m$ , met het Preisach model berekend (volle lijn) en gemeten (markeringen). Voor  $H_m = 35$  A/m is de “benaderde” lus getoond, bekomen door enkel de grondharmonische component  $\mu^I$  van de Fourier analyse van  $B(t)$  te gebruiken bij een sinusoïdaal variërende  $H(t)$

ties in rekening gebracht. Door de niet-lineariteit geeft een sinusoïdaal invallend magnetisch veld immers aanleiding tot een niet-sinusoïdale magnetische inductie en veldsterkte in het scherm. Voor de eenvoud beschouwen we in het scherm enkel de fundamentele frequentiecomponent van het magnetisch veld en de magnetische inductie. Dit is de component met dezelfde frequentie als het sinusoïdaal invallend magnetisch veld.

Om deze fundamentele component voor  $\mu$  te vinden starten we met een sinusoidaal magnetisch veld  $H(t) = H_m \sin \omega t$ , met  $H_m$  de amplitude van het opgelegde veld. De corresponderende tijdsfasor is dan  $\underline{H} = -jH_m$ . (2.110) en (2.111) geven aanleiding tot een niet-sinusoidale tijdsvariatie van de inductie  $B(t)$ . De fundamentele harmonische  $\underline{B}^I$  van  $B(t)$  wordt berekend:

$$\begin{aligned}\underline{B}^I &= \frac{1}{T} \left( \int_{-\frac{T}{4}}^{\frac{T}{4}} B_s e^{-j\omega t} dt + \int_{\frac{T}{4}}^{\frac{3T}{4}} B_d e^{-j\omega t} dt + \int_{-\frac{T}{4}}^{\frac{T}{4}} B_s e^{j\omega t} dt + \int_{\frac{T}{4}}^{\frac{3T}{4}} B_d e^{j\omega t} dt \right) \\ &= \frac{4}{T} \int_{-\frac{T}{4}}^{\frac{T}{4}} B_s e^{-j\omega t} dt\end{aligned}$$

omdat  $B_s(t) = -B_d(t + \frac{T}{2})$ . Met  $\underline{H} = -jH_m$  is de resulterende  $\underline{B}^I$ :

$$\underline{B}^I = \left[ (c_1 + c_2 |\underline{H}|) - j \frac{4}{3\pi} c_2 |\underline{H}| \right] \underline{H} \quad (2.112)$$

Figuur 2.16 toont voor  $H_m = 35$  A/m de lus verkregen wanneer enkel de fundamentele component voor  $B(t)$ , namelijk  $\underline{B}^I$  wordt beschouwd. De harmonische componenten van  $B(t)$  worden weergegeven door  $\underline{B}^{III}$ ,  $\underline{B}^V$ ,  $\underline{B}^{VII}$ , ... Indien  $H(t) = H_m \sin \omega t$  worden de fundamentele component van  $\mu$  en enkele harmonischen:

$$\begin{aligned}\mu^I &= \mu_0 (c_1 + c_2 |\underline{H}|) - j\mu_0 \frac{4}{3\pi} c_2 |\underline{H}| \triangleq \mu_{\text{re}} + j\mu_{\text{im}} \\ \mu^{III} &\triangleq \frac{\underline{B}^{III}}{\underline{H}^I} = -j\mu_0 \frac{4}{15\pi} c_2 |\underline{H}| \\ \mu^V &= j\mu_0 \frac{4}{105\pi} c_2 |\underline{H}| \\ \mu^{VII} &= -j\mu_0 \frac{4}{315\pi} c_2 |\underline{H}| \\ \mu^{IX} &= j\mu_0 \frac{4}{693\pi} c_2 |\underline{H}|\end{aligned} \quad (2.113)$$

### 2.4.3 Oplossingsprocedure

Om het niet-lineair gedrag in rekening te brengen, wordt het niet-lineair scherm met  $\mu = \mu(|\underline{H}|)$  verdeeld in  $m$  stuksgewijze lineaire deellagen (figuur 2.17). Elke fictieve deellaag  $q = 1 \dots m$  heeft een constante maar complexe  $\mu_q$ . Het aantal deellagen moet hoog genoeg zijn om een goede stuksgewijze constante benadering te krijgen van de functie  $\mu(|\underline{H}|)$ . Bijgevolg zetten we het probleem van één

niet-lineair scherm om in dat van paragraaf 2.3: een meerlagen scherm bestaande uit  $m$  lineaire lagen. Elke laag wordt beschreven door een complexe permeabiliteit  $\mu_q$  en wordt verder “deellaag” genoemd omdat er slechts één fysische laag is.

$\mu_q$  moet bepaald worden in elke deellaag  $q$  van het niet-lineair materiaal om de werkelijke permeabiliteit, die van punt tot punt verandert, zo goed mogelijk te benaderen.  $\mu_q$  wordt berekend via de uitdrukking van zijn grondharmonische component  $\mu_q^I$  van (2.113). De complexe  $\mu_q^I$  vervangt de constante en reële waarde voor  $\mu$  in het lineair model van sectie paragraaf 2.3. De uitdrukking (2.113) is een functie met een magnetische veldsterkte als argument. Hier zijn enkele benaderingen onvermijdelijk<sup>8</sup>, omdat het analytisch algoritme slechts één  $\mu_q$  per deellaag aanneemt terwijl  $\mu_q$  in realiteit verschilt van punt tot punt.

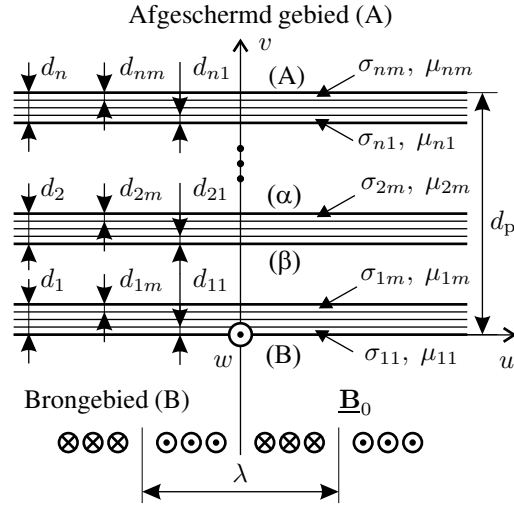
- De  $u$ -afhankelijkheid van  $\underline{H}_u \sim \sin(ku)$  en  $\underline{B}_v \sim \cos(ku)$  (2.102) wordt in rekening gebracht door de effectiefwaarde te nemen:  $\underline{H}_{u,\text{rms}} = \underline{H}_u/\sqrt{2}$  en  $\underline{H}_{v,\text{rms}} = \underline{H}_v/\sqrt{2}$ .
- De  $v$ -afhankelijkheid is “gediscretiseerd” door de deellagen. Elke deellaag heeft zijn eigen  $\mu_q^I$ , met  $q = 1 \dots m$ . Indien het aantal deellagen voldoende hoog is, wordt de  $v$ -afhankelijkheid goed gemodelleerd.
- De ruimtelijke vector  $\underline{\mathbf{H}}$  in het  $uv$ -vlak wordt in rekening gebracht door in deellaag  $q$  zowel  $\mu_q^I(\underline{H}_{u,\text{rms}})$  als  $\mu_q^I(\underline{H}_{v,\text{rms}})$  te berekenen en ze uit te middelen:

$$\mu_q^I = \frac{\mu_q^I(|\underline{H}_{u,\text{rms}}|) \cdot |\underline{H}_{u,\text{rms}}| + \mu_q^I\left(\frac{|\underline{B}_{v,\text{rms}}|}{\mu_0}\right) \cdot \frac{|\underline{B}_{v,\text{rms}}|}{\mu_0}}{|\underline{H}_{u,\text{rms}}| + \frac{|\underline{B}_{v,\text{rms}}|}{\mu_0}} \quad (2.114)$$

Vermits noch de permeabiliteiten noch de magnetische velden in de deellagen bekend zijn, wordt het probleem iteratief opgelost. Ten eerste wordt  $\mu_q^I$  berekend voor elke deellaag  $q = 1 \dots m$  door (2.113) en (2.114) te evalueren met het bronveld  $\underline{H}_0$  als input argument. Nadat de afschermingsfactor berekend is gebruik makend van de gevonden  $\mu_q^I$ , wordt de verdeling van  $\underline{H}_u$  en  $\underline{H}_v$  gevonden uit (2.102). De  $\mu_q^I$  worden nu opnieuw berekend met de nieuwe waarden van de magnetische veldsterkte. Deze procedure wordt herhaald totdat ze convergeert of tot het maximale aantal iteraties is bereikt in de situaties waar geen convergentie optreedt. In tegenstelling tot het lineair geval hangt de afschermingsfactor af van  $\underline{H}_0$ .

<sup>8</sup>De aanvaardbaarheid van deze benaderingen werd geverifieerd aan de hand van EE-berekeningen in paragraaf 2.6.6.

Het scherm kan nog steeds bestaan uit meerdere fysische lagen van niet-lineaire materialen. Men heeft dan een “multi-layer” niet-lineair scherm. Elke niet-lineaire laag  $l = 1 \dots n$  is dan verdeeld in  $q = 1 \dots m$  stuksgewijze lineaire deellagen zoals geïllustreerd in figuur 2.17:  $n$  fysische lagen zijn elk verdeeld in  $m$  fictieve deellagen, wat het totaal aantal deellagen op  $N = nm$  brengt. Deellaag  $q$  in laag  $l$  heeft permeabiliteit  $\mu_{lq}$ .



Figuur 2.17. Een vlak meerlagenscherm met totale dikte  $d_p$ , bestaande uit  $n$  lagen. Elke niet-lineaire laag is verdeeld in  $m$  lineaire deellagen, gescheiden door infinitesimale luchtspleten

## 2.4.4 Elektromagnetische verliezen

### Wervelstroomverlies

De stroomdichtheid in deellaag  $q$  van een scherm bestaande uit één niet-lineaire laag kan gevonden worden uit het magnetisch veld:  $\underline{\mathbf{J}} = \nabla \times \underline{\mathbf{H}}$ . Omdat voor de vlakke geometrie van figuur 2.14 het magnetisch veld in het  $uv$ -vlak ligt en het scherm oneindig lang is  $w$ -richting, wordt deze uitdrukking vereenvoudigd tot:

$$\underline{\mathbf{J}} = \underline{\mathbf{J}}(u, v) \mathbf{1}_w = \left( \frac{\partial \underline{H}_v}{\partial u} - \frac{\partial \underline{H}_u}{\partial v} \right) \mathbf{1}_w \quad (2.115)$$

De wervelstroomverliezen  $P_{ws}$  per meter lengte in  $w$ -richting, worden bekomen door het integreren van  $\frac{\underline{\mathbf{J}} \cdot \underline{\mathbf{J}}^*}{2\sigma}$  over de dikte van de laag van het scherm en over één



golflengte  $\lambda$ , wat overeenkomt met de omtrek van het cilindervormig scherm.

$$\begin{aligned}
 P_{\text{ws}} &= \sum_{q=1}^m \int_0^\lambda du \int_{v_q}^{v_{q+1}} \frac{\underline{J}(u, v) \cdot \underline{J}^*(u, v)}{2\sigma_q} dv \\
 &= \sum_{q=1}^m \frac{|\gamma_q|^4 \pi}{8k\sigma_q |\mu_q^I|^2} \left\{ A_{sq} A_{sq}^* \left[ \frac{\sinh(2\kappa_{rq} d_q)}{\kappa_{rq}} - \frac{\sinh(2j\kappa_{iq} d_q)}{j\kappa_{iq}} \right] \right. \\
 &\quad + 2\text{Re} \left[ A_{sq} A_{cq}^* \left( \frac{\cosh(2\kappa_{rq} d_q) - 1}{\kappa_{rq}} + \frac{\cosh(2j\kappa_{iq} d_q) - 1}{j\kappa_{iq}} \right) \right] \\
 &\quad \left. + A_{cq} A_{cq}^* \left[ \frac{\sinh(2\kappa_{rq} d_q)}{\kappa_{rq}} + \frac{\sinh(2j\kappa_{iq} d_q)}{j\kappa_{iq}} \right] \right\} \quad (2.116)
 \end{aligned}$$

De asterisk symboliseert de complex toegevoegde,  $\kappa_{rq}$  is het reëel deel van  $\kappa_\gamma$  in deellaag  $q$  terwijl  $\kappa_{iq}$  het imaginair deel is. Elke deellaag  $q$  van het scherm reikt in  $v$ -richting van  $v_q$  tot  $v_{q+1}$ , en heeft een dikte  $d_q$  (zoals in figuur 2.14 waar de lagen echter fysische lagen voorstellen en geen fictieve deellagen). Voor alle  $m$  deellagen in het scherm kunnen  $A_{sq}$  en  $A_{cq}$  worden berekend door (2.102), aangezien  $\underline{H}_u$  en  $\underline{H}_v$  gekend zijn aan de randen van alle deellagen eens paragraaf 2.4.3 is uitgevoerd. Voor een scherm dat bestaat uit meerdere niet-lineaire lagen is het totale wervelstroomverlies uiteraard de som van de verliezen in alle lagen.

### Hysteresisverlies

Het door hysteresis gedissipeerd vermogen in het cilindervormig scherm is per lengte-eenheid in de  $w$ -richting:

$$\begin{aligned}
 P_{\text{hy}} &= \sum_{q=1}^m \int_0^\lambda du \int_{v_q}^{v_{q+1}} \text{Re} \left[ \frac{\underline{H}(u, v) \cdot j\omega \underline{B}^I(u, v)}{2} \right] dv \\
 &= \sum_{q=1}^m \frac{\omega \pi \mu_i}{8k |\mu_q^I|^2} \left\{ 2\text{Re} \left[ A_{sq} A_{cq}^* (k^2 - |\kappa_q|^2) \frac{\cosh(2j\kappa_{iq} d_q) - 1}{j\kappa_{iq}} \right] \right. \\
 &\quad + A_{sq} A_{cq}^* (k^2 + |\kappa_q|^2) \frac{\cosh(2\kappa_{rq} d_q) - 1}{\kappa_{rq}} \left. \right] \\
 &\quad + (|k A_{sq}|^2 + |\kappa_q A_{cq}|^2) \left[ \frac{\sinh(2\kappa_{rq} d_q)}{\kappa_{rq}} - \frac{\sinh(2j\kappa_{iq} d_q)}{j\kappa_{iq}} \right] \\
 &\quad + (|\kappa_q A_{sq}|^2 + |k A_{cq}|^2) \left[ \frac{\sinh(2\kappa_{rq} d_q)}{\kappa_{rq}} + \frac{\sinh(2j\kappa_{iq} d_q)}{j\kappa_{iq}} \right] \left. \right\} \quad (2.117)
 \end{aligned}$$

Tabel 2.3. Eigenschappen van bron en schermen in gelineariseerd staal en in niet-lineair staal. De geleidbaarheid  $\sigma_q$  is in elke deellaag  $q$  gelijk aan  $\sigma_p$  en de permeabiliteit  $\mu_q$  wordt in elke deellaag  $q$  berekend met  $\mu_p$  die functie kan zijn van  $H$

Grootheid	Lineair	Niet-lineair	Beschrijving
$\sigma_p$	$8,5 \cdot 10^6$ S/m	$8,5 \cdot 10^6$ S/m	Geleidbaarheid scherm
$c_1$	$271,8\mu_0$	$168,3\mu_0$	Lineair deel permeabiliteit
$c_2$	0	$18,4\mu_0$	Niet-lineair deel permeabiliteit
$\mu_p$	$271,8\mu_0$	$\mu( H )^*$	Permeabiliteit scherm
$r_p$	0,3 m	0,3 m	Straal scherm
$d_p$	0,001 m	0,001 m	Dikte scherm
$B_0$	$10 \mu\text{T}$	$10 \mu\text{T}$	Inductie uniform bronveld
$f$	50 Hz	50 Hz	Frequentie bron

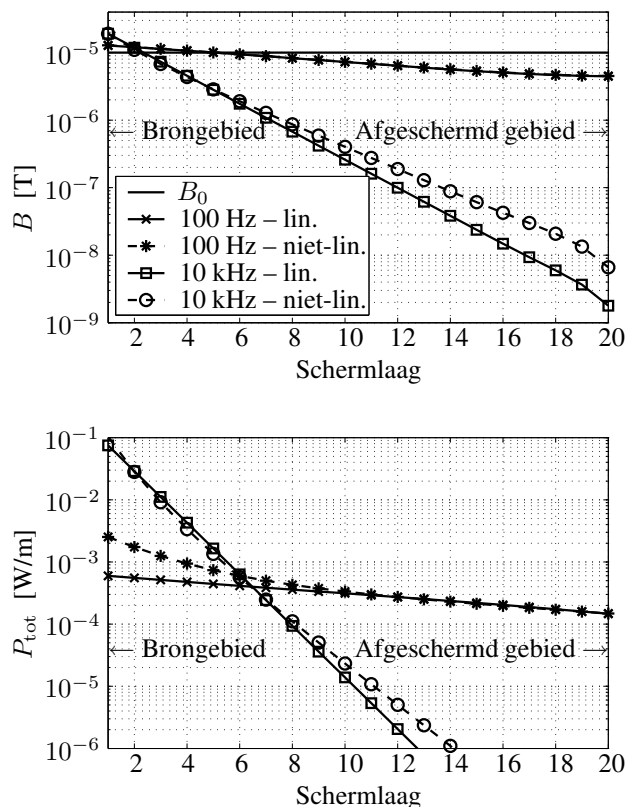
$$^* \mu(|H|) = (c_1 + c_2|H|) - j\frac{4}{3\pi}c_2|H|$$

#### 2.4.5 Toepassing: niet-lineair cilindervormig scherm in een uniform transversaal veld

Figuur 2.18 geeft het verloop weer van veldsterkte en de verliezen in de wand van een niet-lineair cilindrisch scherm met de eigenschappen in tabel 2.3. De demping wordt vergeleken met deze van een lineair scherm bij twee frequenties, namelijk 100 Hz en 10 kHz. De permeabiliteit van het lineair scherm is zo gekozen dat ze gelijk is aan het reëel deel van de permeabiliteit van het niet-lineair materiaal bij veldsterkte  $H_0$ :  $168,3 + 18,4|H_{0,\text{rms}}| = 271,8\mu_0$ . Het invallend magnetisch veld bereikt het scherm aan de bronzijde (laag 1) en verlaat het scherm opnieuw bij laag 20. Er wordt herhaald dat de 20 deellagen lineair zijn en samen één fysische niet-lineaire laag voorstellen. De permeabiliteit wordt gediscrètiseerd in 20 stappen.

Eerst en vooral toont figuur 2.18 dat de veldvermindering beter is voor 10 kHz dan voor 100 Hz, omwille van de kleinere indringdiepte en de daaruit volgende hogere absorptie. In laag 1 is de veldsterkte hoger dan het uniforme bronveld  $B_0$  omwille van reflectie.

Bij 100 Hz is er nauwelijks verschil te merken in magnetische inductie tussen de lineaire en niet-lineaire curve. De verliezen in het niet-lineair scherm zijn echter hoger omdat hier ook hysteresisverliezen aanwezig zijn. Bij 10 kHz blijkt het lineair scherm performanter door de grotere gemiddelde permeabiliteit. Bij het niet-lineair scherm is de permeabiliteit aan de bronzijde weliswaar zeer groot ( $|\mu_r| = 361$ ), maar aan de afgeschermd zijde is het klein ( $|\mu_r| = 168$ ). Het gemiddelde over het scherm is 193,4 wat lager is dan de constante 271,8 bij het lineair scherm. De verliezen bij het niet-lineair scherm zijn opnieuw hoger.



Figuur 2.18. Verloop van magnetische inductie en totaal verlies (wervelstroom + hysteresis) in het scherm uit enerzijds lineair en anderzijds niet-lineair materiaal

De transmissielijnmethode laat toe verschillende niet-lineaire materialen — zelfs schermen bestaande uit meerdere materiaallagen — te vergelijken wat betreft afscherming en verliezen. Zo kan de invloed worden bestudeerd van de magnetische parameters in het Preisach model, de geleidbaarheid en de sterkte van het opgedrongen veld. Voor deze studies wordt verwezen naar hoofdstuk 5.

## 2.5 De circuitmethode (CM)

### 2.5.1 Korte omschrijving

De hierboven voorgestelde analytische methoden van Schelkunoff voor het exact bepalen van de afschermingsfactor hebben als nadeel enkel toepasbaar te zijn voor een klein aantal geometrieën van het scherm (bol, oneindig lange cilinder, onein-

dige grote plaat) en voor een klein aantal magnetische veldbronnen. Voor realistische afschermingstoepassingen neemt men dan ook vaak zijn toevlucht tot de verder besproken numerieke methoden zoals eindige-elementen- en grenselementmethoden.

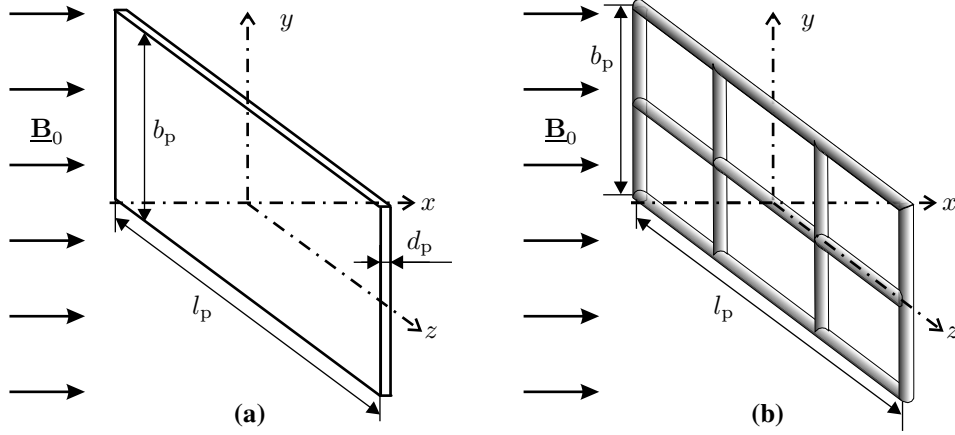
De circuitmethode, afgekort CM, maakt gebruik van analytische uitdrukkingen voor een elektrisch netwerk. Op dit netwerk kan de netwerktheorie, gebaseerd op takken en knooppunten worden toegepast. Door de vermazing van de geometrie tot een net en de analytische oplossing van elke tak van het net, is deze methode als het ware een combinatie van een exact analytisch model en een benaderend numeriek model.

Het idee is de dunne geleidende plaat te modelleren als een rooster van geleiders (figuur 2.19). Elk stuk geleider heeft zijn eigen weerstand, zelfinductie en mutuele koppeling met alle andere geleiders, inclusief de brongeleiders. Men hoeft dan enkel nog het netwerk op te lossen in figuur 2.20. Het magnetisch veld kan berekend worden met de wet van Biot-Savart.

De CM is dus een techniek die eenvoudig te begrijpen is en ook vlot kan geïmplementeerd worden. Een ander voordeel is dat de methode complexe 3D geometrieën en bronnen aankan. Zoals de simulatieresultaten verder aantonen is de nauwkeurigheid zelfs bij een zeer ruwe vermazing verbazend goed. Dit kleine aantal onbekenden ten opzichte van 3D eindige-elementenmethoden zorgt voor een lagere rekentijd indien de weerstanden, zelfinducties en mutuele inducties met analytische betrekkingen kunnen bepaald worden.

In tegenstelling tot genoemde eindige-elementenmethode is de CM enkel in staat *dunne elektrisch geleidende platen uit niet-ferromagnetisch materiaal* te modelleren, waarmee meteen het grootste nadeel van deze methode is aangehaald. “Dun” betekent dat de dikte voldoende kleiner moet zijn dan de indringdiepte. Voor materialen met hoge permeabiliteit is het niet mogelijk de zelfinductie en mutuele inducties te berekenen met de analytische uitdrukkingen. Mits het gebruik van een eindige-elementenmethode om deze componenten in het elektrisch netwerk te bepalen, kan de CM wel ferromagnetisch materiaal modelleren. Het voordeel van de korte rekentijd ten opzichte van een 3D eindige-elementenberekening kan door de extra berekeningen verloren gaan.

De CM is geen exacte methode, hoewel het netwerk van figuur 2.19b wél exact wordt opgelost. De stroomverdeling in de plaat wordt echter benaderd aangezien de fijnheid van het rooster de kwaliteit van de oplossing beïnvloedt en het effect van indringdiepte niet in rekening wordt gebracht. Een goede keuze van de geleiderposities en -diameter en een betrouwbare uitdrukking voor de zelfinducties en mutuele inducties is dan ook noodzakelijk om een maximale nauwkeurigheid te halen.



Figuur 2.19. (a) een vlakke plaat met gegeven hoogte, breedte en dikte in een uniform veld (b) een netwerk van geleiders vervangt de plaat in de CM

### 2.5.2 Theoretische beschouwingen

Allereerst moet een gepaste vermazing gekozen worden. Het ligt voor de hand de buitenste geleiders te laten samenvallen met de rand van de plaat. Wat betreft de diameter van de staven stelt [Clairmont1999] voor om de dunne geleidende plaat te “hersmelten” tot staven. Eens het aantal cellen bepaald, kan de diameter van de geleiders in de vermazing berekend worden door de massa van het materiaal gelijk te houden. Men beschouwt een vermazing die uit  $n_l \times n_b$  cellen bestaat en dezelfde buitenafmetingen heeft als de oorspronkelijke plaat.

Voor de **weerstand**  $R_s$  per meter en voor de straal  $r$  van de geleiders vindt men:

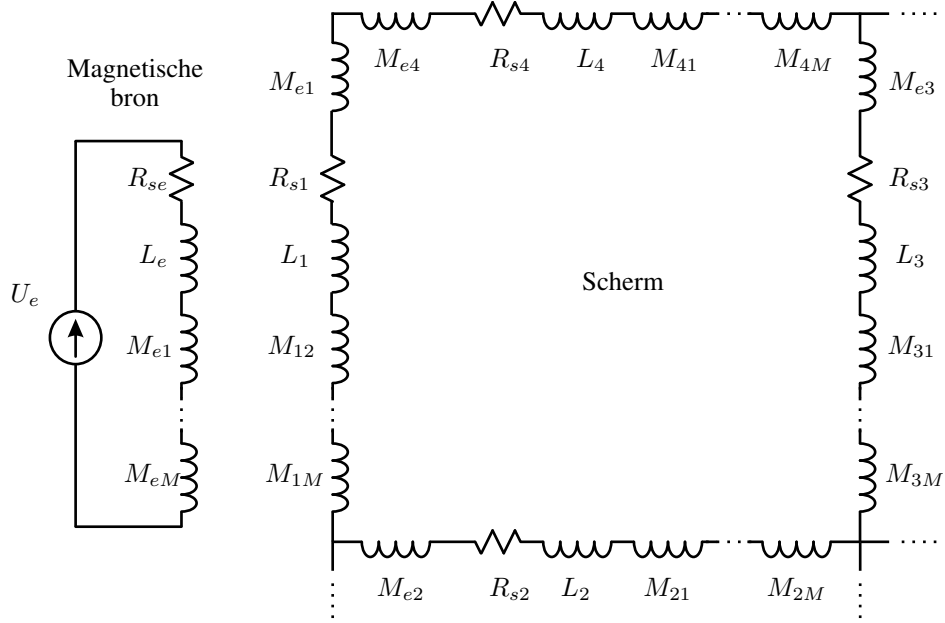
$$R_s = \frac{l_p(n_b + 1) + b_p(n_l + l)}{\sigma_p l_p b_p d_p} \quad (2.118)$$

$$r = \sqrt{\frac{l_p b_p d_p}{\pi [l_p(n_b + 1) + b_p(n_l + l)]}} \quad (2.119)$$

waarin  $l_p$ ,  $b_p$ ,  $d_p$  en  $\sigma_p$  respectievelijk de lengte, breedte, dikte en geleidbaarheid van de plaat zijn. De keuze van  $r$  en  $R_s$  is zodanig dat de staven evenveel materiaal bezitten als de plaat die ze vertegenwoordigen.

De **zelfinductie** van een stuk rechte geleider met lengte  $l$  en draadstraal  $r_g$  is

$$L = \frac{\mu_0 l}{2\pi} \left( \ln \frac{2l}{r_g} - 1 \right) \quad (2.120)$$

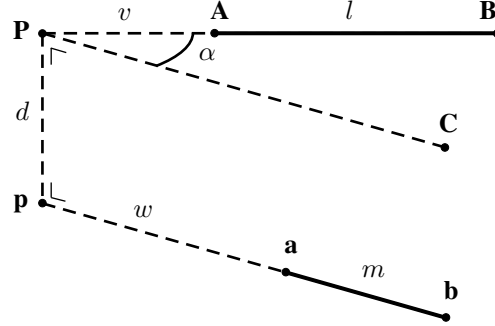


Figuur 2.20. Het elektrisch netwerk van het circuitmodel. Van het scherm is slechts één cel weergegeven. De mutuele inducties  $M_{ek}$  in het scherm kunnen worden gezien als spanningsbronnen

met  $r_g = re^{-1/4}$  de geometrisch gemiddelde straal. Bij een stroom van 1 A door de geleider stelt  $L$  de flux voor door een denkbeeldige rechthoek waarvan het stuk geleider één zijde vormt en waarvan de overstaande zijde zich op oneindig bevindt.

De **mutuele inductie** tussen twee willekeurige stukken rechte geleider wordt gegeven in [Campbell1915]. De nogal complexe uitdrukking wordt uitgelegd aan de hand van figuur 2.21, overgenomen uit [Clairmont1999].

De twee lijnstukken zijn  $\mathbf{AB}$  en  $\mathbf{ab}$ , met lengtes  $|\mathbf{AB}| = l$  en  $|\mathbf{ab}| = m$ . Door de lijnstukken worden vlakken geconstrueerd die elkaar loodrecht snijden langs de rechte  $\mathbf{PC}$ . De rechte  $\mathbf{Pp}$  staat loodrecht op zowel  $\mathbf{AB}$  als  $\mathbf{ab}$ , m.a.w.  $\mathbf{Pp}$  is de gemeenschappelijke loodlijn van de twee lijnstukken. Haar lengte  $d$  is de afstand tussen het vlak gevormd door  $\mathbf{BPC}$  en het vlak door  $\mathbf{ab}$  en evenwijdig met  $\mathbf{BPC}$ . De hoek  $\alpha$  is de hoek tussen rechten  $\mathbf{PB}$  en  $\mathbf{PC}$ . De lengtes van  $|\mathbf{PA}|$  en  $|\mathbf{pa}|$  zijn  $v$  respectievelijk  $w$ . De mutuele inductie tussen lijnstukken  $\mathbf{AB}$  en



Figuur 2.21. Illustratie bij de berekening van de mutuele inductie tussen twee arbitraire lijnstukken. De vette letters geven punten weer en de schuine letters zijn lengtes

**ab** wordt gegeven door:

$$\begin{aligned}
 M = & \frac{\mu_0}{2\pi} \cos \alpha \\
 & \left[ (v+l) \operatorname{atanh} \left( \frac{m}{|\mathbf{Bb}| + |\mathbf{Ba}|} \right) + (w+m) \operatorname{atanh} \left( \frac{l}{|\mathbf{Bb}| + |\mathbf{Ab}|} \right) \right. \\
 & - v \operatorname{atanh} \left( \frac{m}{|\mathbf{Aa}| + |\mathbf{Ab}|} \right) - w \operatorname{atanh} \left( \frac{l}{|\mathbf{Ba}| + |\mathbf{Aa}|} \right) \Big] \\
 & - \frac{\mu_0}{4\pi} d \tan \alpha \left\{ \operatorname{atan} \left[ \frac{d^2 \cos \alpha + (v+l)(w+m) \sin^2 \alpha}{d|\mathbf{Bb}| \sin \alpha} \right] \right. \quad (2.121) \\
 & - \operatorname{atan} \left[ \frac{d^2 \cos \alpha + (v+l)w \sin^2 \alpha}{d|\mathbf{Ba}| \sin \alpha} \right] \\
 & + \operatorname{atan} \left[ \frac{d^2 \cos \alpha + vw \sin^2 \alpha}{d|\mathbf{Aa}| \sin \alpha} \right] \\
 & \left. - \operatorname{atan} \left[ \frac{d^2 \cos \alpha + (w+m) \sin^2 \alpha}{d|\mathbf{Ab}| \sin \alpha} \right] \right\}
 \end{aligned}$$

De lengtes  $|\mathbf{Bb}|$ ,  $|\mathbf{Ba}|$ ,  $|\mathbf{Aa}|$  en  $|\mathbf{Ab}|$  zijn steeds positief, maar de lengtes  $v$  en  $v+l$  zijn slechts positief indien de zin van de corresponderende vectoren  $\mathbf{PA}$  en  $\mathbf{PB}$  dezelfde is als deze van  $\mathbf{AB}$ . Analoog dienen de lengtes  $w$  en  $w+m$  positief genomen te worden indien  $\mathbf{pa}$  en  $\mathbf{pb}$  dezelfde zin hebben als  $\mathbf{ab}$ . Ze dienen voorzien te worden van een minteken indien  $\mathbf{pa}$  en  $\mathbf{pb}$  de tegengestelde zin hebben. Omdat deze zeer algemene formule nogal ingewikkeld is, vindt men meestal slechts speciale gevallen van deze uitdrukkingen [Campbell1915, Tartaglia2004].

Het **oplossen van het netwerk** met  $n_{\text{kn}}$  knopen en  $n_{\text{tk}}$  takken vereist het opstellen van elementenwetten en de elektrische wetten van Kirchhoff. Hierbij wordt aan elke tak een referentiezin voor de stroom en de spanning toegewezen. Met alle

weerstanden, zelfinducties en mutuele inducties berekend en weergegeven in de matrix  $[R + j\omega L]$ , kunnen de elementenwetten uitgeschreven worden voor alle takken:

$$[R + j\omega L] \underline{\mathbf{I}}_{\text{tk}} + \underline{\mathbf{V}}_{\text{i}} = \underline{\mathbf{V}}_{\text{tk}} \quad (2.122)$$

Deze wetten geven het verband tussen de  $n_{\text{tk}}$  spanningen over alle takken  $\underline{\mathbf{V}}_{\text{tk}}$  en de stromen  $\underline{\mathbf{I}}_{\text{tk}}$  door deze takken. De vector  $\underline{\mathbf{V}}_{\text{i}}$  geeft de bijdrage van de bron weer (“geïnduceerde spanningen”). De matrix  $[R + j\omega L]$  is een  $n_{\text{tk}} \times n_{\text{tk}}$  matrix met  $n_{\text{tk}}$  het aantal takken. Aangezien in geen enkel knooppunt externe stromen worden toegevoerd, is de som van de stromen in elk knooppunt 0:

$$[T]^T \underline{\mathbf{I}}_{\text{tk}} = \mathbf{0} \quad (2.123)$$

waarin  $[T]^T$  een  $(n_{\text{kn}} - 1) \times n_{\text{tk}}$  matrix is, met één rij voor elk knooppunt behalve het referentieknooppunt. Het element  $T_{ij}$  is 1 als tak  $j$  vertrekt in knooppunt  $i$ , -1 als tak  $j$  aankomt in knooppunt  $i$  en 0 in alle andere gevallen. Combineert men (2.122) en (2.123) met de betrekking  $\underline{\mathbf{V}}_{\text{tk}} = [T] \underline{\mathbf{V}}_{\text{kn}}$ , dan vindt men het op te lossen stelsel met takstromen en knooppuntspanningen als onbekenden:

$$\begin{bmatrix} [R + j\omega L] & [-T] \\ [T]^T & [0] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \underline{\mathbf{I}}_{\text{tk}} \\ \underline{\mathbf{V}}_{\text{kn}} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\underline{\mathbf{V}}_{\text{i}} \\ \mathbf{0} \end{bmatrix} \quad (2.124)$$

Het oplossen van het netwerk is een rekenintensieve zaak: verdeelt men de plaat in een  $n_{\text{l}} \times n_{\text{b}}$  vermazing, dan is het aantal onbekenden  $(n_{\text{l}} + 1)(n_{\text{b}} + 1)$  knooppuntspanningen en  $n_{\text{l}}(n_{\text{b}} + 1) + n_{\text{b}}(n_{\text{l}} + 1)$  takstromen. Voor  $n_{\text{b}} = n_{\text{l}} = 2$  betekent dit 21 onbekenden, voor  $n_{\text{b}} = n_{\text{l}} = 10$  zijn er 341 onbekenden.

Tenslotte dient voor elke tak de wet van *Biot-Savart* toegepast te worden om het veld te kennen dat de berekende stroom veroorzaakt:

$$\underline{\mathbf{H}}(r) = \frac{1}{4\pi} \int_V \frac{\underline{\mathbf{J}}(\mathbf{s}) \times (\mathbf{r} - \mathbf{s})}{|\mathbf{r} - \mathbf{s}|^3} dv \quad (2.125)$$

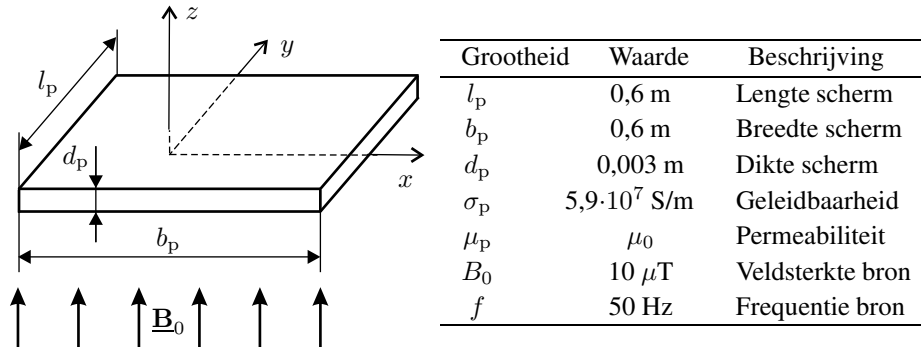
### 2.5.3 Toepassing: vlakke plaat en rooster in uniform veld

#### Vlak koperen scherm

We beschouwen een vlakke koperen plaat met eindige afmetingen, die geplaatst wordt in een uniform veld dat gelegen is langs de  $z$ -as en dat loodrecht op de plaat invalt. Eigenschappen en geometrie van bron en scherm staan in figuur 2.22.

De plaat wordt vervangen door een rooster van staven dat dezelfde totale “massa” koper bezit. Figuur 2.23 toont de stromen in de 60 staven van het equivalent





Figuur 2.22. Geometrie en eigenschappen van bron en scherm

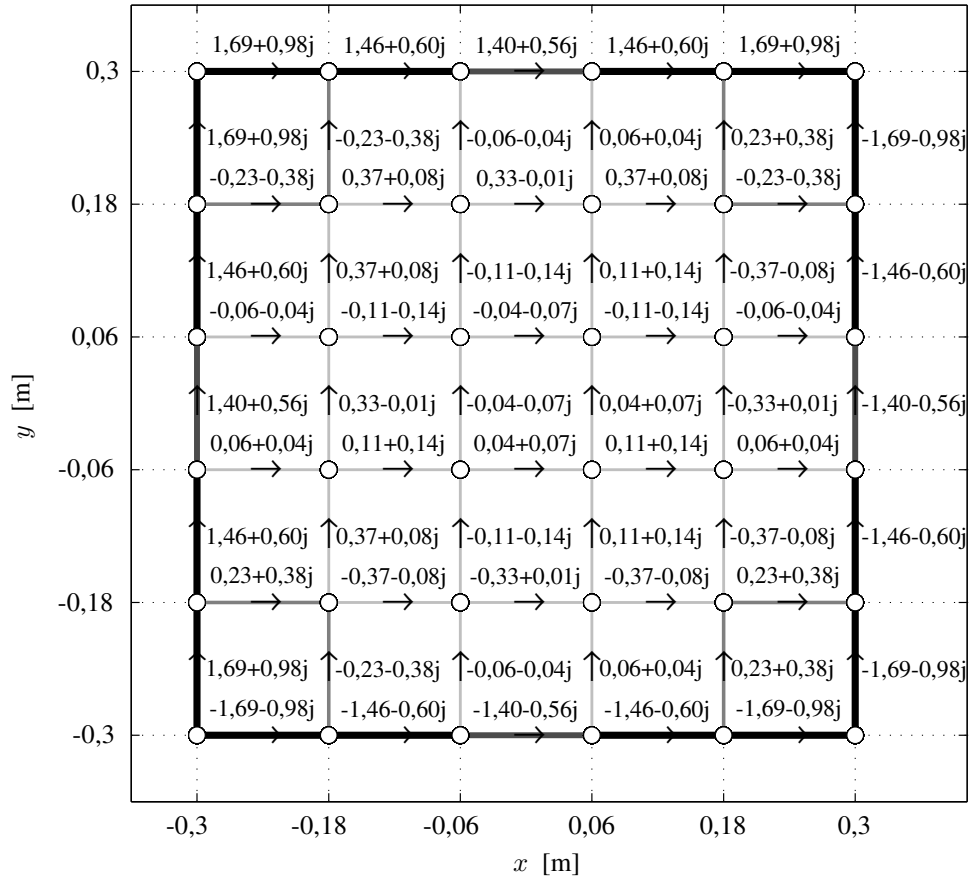
rooster, bestaande uit  $5 \times 5$  cellen. De grootste stromen zijn te vinden aan de buitenzijde van de plaat.

Figuur 2.24 toont het effect van het scherm op de veldsterkte langs de  $x$ -as voor verschillende verfijningen van het rooster. Op 0,3 m afstand in de  $z$ -richting is de veldvermindering zwak (slechts iets meer dan 10%) en blijkt de  $2 \times 2$  vermazing onvoldoende nauwkeurig in het gebied boven de plaat. Dit is logisch aangezien de staven dan 0,3 m lang zijn, terwijl het veld geëvalueerd wordt op slechts 0,3 m afstand van de plaat. Met  $5 \times 5$  cellen is de nauwkeurigheid voldoende aangezien (niet afgebeelde) simulaties met nog fijnere roosters benaderend dezelfde veldsterktes opleveren. Op 0,1 m hoogte boven het midden van het scherm is de veldvermindering beter: de afschermingsfactor van ongeveer 0,72 is hier vergelijkbaar met de absorptie van een oneindig grote plaat<sup>9</sup>.

$$|s_\infty| = e^{-d/\delta} = 0,723 \text{ met } \delta = \sqrt{\frac{1}{\pi \mu_p \sigma_p f}} = 9,27 \text{ mm}$$

Naar de randen van de plaat toe verhoogt de veldsterkte snel. De veldsterkte wordt in een kleine zone naast de rand van het scherm zelfs hoger dan het oorspronkelijk veld. Dit laatste is te wijten aan de nabijheid van de relatief grote stroom langs de rand van de plaat in figuur 2.23. Zoals in hoofdstuk 5 wordt aangetoond moet de vermazing fijner zijn als men het veld korter bij het scherm wil evalueren. Daarom worden voor 0,1 m afstand fijnere roosters gebruikt in figuur 2.24 dan voor 0,3 m afstand. De extra nauwkeurigheid van de  $9 \times 9$  vermazing is echter beperkt: zelfs met een ruw rooster wordt de grootte-orde van het veld vrij nauwkeurig berekend.

<sup>9</sup>Zie (2.62) bij de transmissielijntheorie voor schermen in paragraaf 2.2.3

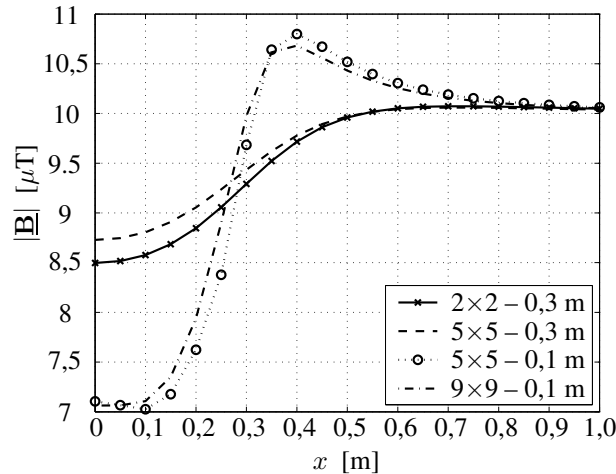


Figuur 2.23. De stroomverdeling in de vlakke plaat voor een invallend veld van  $10 \mu\text{T}$  bij 50 Hz. De stromen in de  $5 \times 5$  vermazing zijn aangegeven in A. De dikte van de lijn is een maat voor de amplitude van de stromen

### Roostervormig scherm

Hoewel men intuïtief aanvoelt dat massieve platen betere afscherming realiseren dan roosters of platen met openingen, is het meestal onvermijdelijk openingen toe te laten voor ventilatie, gewichtsbesparing of doorvoer van kabels. Het “intuïtieve aanvoelen” wordt bevestigd door volgend vertaald citaat uit [Schulz1988]:

*Alle openingen voor welk doel ook verslechteren de afschermingseigenschappen van het scherm. Het lek is des te groter naarmate de diameter van de opening groter is en naarmate de frequentie hoger is.*



Figuur 2.24. Magnetische inductie langs de  $x$ -as op 0,1 m of op 0,3 m hoogte boven de plaat en voor verschillende verfijningen van het rooster. Zonder afscherming is de magnetische inductie  $10 \mu\text{T}$

Roostervormige schermen in niet-ferromagnetische materialen kunnen intuïtief beschouwd worden als een uitbreiding van het voorbeeld in paragraaf 1.4.2 dat werd uitgewerkt om de afscherming door twee geleidende staven te illustreren. Alleen moet men ook de mutuele koppelingen van de verschillende lussen in rekening brengen.

Meer algemeen leent de circuitmethode zich uitstekend voor het modelleren van roosters of schermen met openingen, aangezien de methode een massief scherm juist vervangt door een rooster van staven. Dat de afscherming van roosters slechter is volgt onrechtstreeks uit figuur 2.24. Vergelijkt men het ruwe rooster met het fijne, dan is de afschermingsfactor nergens zeer sterk verschillend. Het ruwe rooster bestaat echter uit veel dikkere staven dan het fijne rooster: 20 mm diameter voor  $2 \times 2$  en 14 mm voor  $5 \times 5$ . Zou men de staven even dun kiezen als de plaat (3 mm diameter), dan wordt de afscherming veel slechter.

Andere methodes om roosters te beschrijven zijn deze van Jarva ([Jarva1961] of [Goedbloed1996] p. 195–198) waar de impedantie van de openingen wordt begroot om de transmissielijnmethode te kunnen gebruiken, en de methode van [Antonini1997] waar een rooster wordt omgezet naar een equivalent niet-isotroop materiaal dat wel homogeen is. Men verkrijgt dan een massief scherm (zonder openingen) waarvan de permeabiliteit richtingsafhankelijk is en als tensor wordt voorgesteld.

## 2.6 De eindige-elementenmethode (EEM)

### 2.6.1 Korte omschrijving

De eindige-elementenmethode is een numerieke methode die aangewezen is voor problemen die geen analytische oplossing hebben. De analytische aanpak verloopt immers heel moeizaam voor afschermingsproblemen met niet-lineaire materialen en voor meer ingewikkelde geometrieën dan de welbekende vlakke plaat, oneindig lange cilinder en bol. Voor deze gevallen kan men enkel terugvallen op een *benaderende* oplossing van het elektromagnetisch probleem.

De benaderende numerieke methoden vermazen de geometrie tot een net van knooppunten, cellen, ... Een gedetailleerde beschrijving van de methode wordt gegeven in [Silvester1990, Binns1963, Hameyer1999].

Deze methoden hebben het voordeel nagenoeg elke geometrie aan te kunnen, en zijn dankzij het ruime aanbod aan gebruiksvriendelijke commerciële softwarepakketten (Flux<sup>®</sup>, Femlab<sup>®</sup>, Abaqus<sup>®</sup>) toegankelijk voor niet-specialisten. Nochtans is de benodigde rekentijd vaak groot en zijn de nauwkeurigheid en stabiliteit enkel in te schatten door ervaren en bekwame gebruikers.

In dit werk hebben we ons steeds gebaseerd op de *eindige-elementenmethode* voor het numeriek oplossen van afschermingsproblemen met complexe geometrie.

### 2.6.2 Tweedimensionaal cartesisch veldprobleem met randvoorwaarden

In de quasi-statische benadering en in tijdsharmonische voorstelling is de op te lossen vergelijking deze voor de vectorpotential (1.15) indien alle materialen lineair zijn en er geen opgedrongen stromen zijn. Om ook niet-lineariteit en extern opgedrongen stroomdichtheid  $\underline{\mathbf{J}}_e$  in rekening te brengen, wordt de vergelijking voor de vectorpotential opnieuw afgeleid in een licht gewijzigde vorm. We trekken van de Maxwell vergelijking (1.2) in tijdsharmonische vorm waarin de term  $j\omega\underline{\mathbf{D}}$  wordt verwaarloosd (quasi-statische benadering)

$$\nabla \times \underline{\mathbf{H}} = \underline{\mathbf{J}} \quad (2.126)$$

en we vinden met  $\underline{\mathbf{B}} = \mu_0\mu_r\underline{\mathbf{H}} = \nabla \times \underline{\mathbf{A}}$  en  $\underline{\mathbf{E}} = \underline{\mathbf{J}}/\sigma = -j\omega\underline{\mathbf{A}}$  dat

$$\nabla \times \left( \frac{1}{\mu_0\mu_r} \nabla \times \underline{\mathbf{A}} \right) = \underline{\mathbf{J}}_e - j\omega\sigma\underline{\mathbf{A}}. \quad (2.127)$$

De term  $\underline{\mathbf{J}}_e$  is een extra stroom die extern wordt opgedrongen. De term  $-j\omega\sigma\underline{\mathbf{A}} = \sigma\underline{\mathbf{E}}$  stelt een elektrisch geïnduceerde stroom voor in geleidend materiaal. Aldus

volgt met de voorwaarde  $\nabla \cdot \underline{\mathbf{A}} = 0$  dat  $\underline{\mathbf{A}}$  voldoet aan een tweede-orde randwaardenprobleem (RWP):

$$\nabla \left( \frac{1}{\mu_0 \mu_r} \nabla \cdot \underline{\mathbf{A}} \right) = j\omega\sigma \underline{\mathbf{A}} - \underline{\mathbf{J}}_e \quad (2.128)$$

De vergelijking moet opgelost worden in het volledige domein  $\Omega$ . In de beschouwde tweedimensionale problemen met cartesisch assenstelsel hebben de stroomdichtheid  $\underline{\mathbf{J}}$  en de vectorpotentiaal  $\underline{\mathbf{A}}$  enkel een  $z$ -component:  $\underline{\mathbf{J}}_e = J_e \mathbf{1}_z$  en  $\underline{\mathbf{A}} = A \mathbf{1}_z$ . In wat volgt duiden we de vectorpotentiaal aan d.m.v. zijn enige van nul verschillende component  $\underline{A}$ . De magnetische veldvector ligt in het  $xy$ -vlak.

Aangezien de eindige-elementenmethode steeds eindige domeinen  $\Omega$  beschouwt, dienen er randvoorwaarden opgelegd te worden aan de randen  $\partial\Omega$  van  $\Omega$ . Veel gebruikte randvoorwaarden zijn enerzijds de Neumann voorwaarde

$$\frac{1}{\mu_0 \mu_r} \frac{\partial \underline{A}}{\partial n} = \frac{1}{\mu_0 \mu_r} \nabla \underline{A} \cdot \mathbf{n} = 0, \quad \forall (x, y) \in \partial\Omega_1 \quad (2.129)$$

die de vectorpotentiaallijnen en de  $\underline{\mathbf{B}}$ -veldlijnen dwingt loodrecht te staan op de rand  $\partial\Omega_1$  en dus overeen komt met de rand van een voorwerp met  $\mu = \infty$ , en anderzijds de Dirichlet-voorwaarde

$$\underline{A}(x, y) = \underline{h}, \quad \forall (x, y) \in \partial\Omega_2 \quad (2.130)$$

die ervoor zorgt dat  $\partial\Omega_2$  een vectorpotentiaallijn is en dus samenvalt met een veldlijn.

### 2.6.3 Numerieke benaderingsmethode

Het doel van de berekening is het vinden van de complexe functie  $\underline{A}(x, y)$ , gedefinieerd in  $\Omega$  en voldoende afleidbaar, die voldoet aan

$$-\nabla \cdot \left( \frac{1}{\mu(x, y)} \nabla \underline{A} \right) + j\omega\sigma(x, y) \underline{A} = J_e(x, y), \quad \forall (x, y) \in \Omega \quad (2.131)$$

$$\frac{1}{\mu(x, y)} \frac{\partial \underline{A}}{\partial n} = \frac{1}{\mu(x, y)} (\nabla \underline{A} \cdot \mathbf{n}) = 0, \quad \forall (x, y) \in \partial\Omega_1 \quad (2.132)$$

$$\underline{A}(x, y) = \underline{h}, \quad \forall (x, y) \in \partial\Omega_2, \quad \partial\Omega_1 + \partial\Omega_2 = \partial\Omega. \quad (2.133)$$

In het geval van een magnetostatisch probleem vervalt de term  $j\omega\sigma(x, y)$ .

### Stap 1: Variationele formulering — Galerkin methode

Voor het oplossen van het hierboven vermelde randwaardenprobleem gaan we over op een *variationele formulering*. Dit zal uiteindelijk leiden tot een benaderingsmethode waarbij het zoeken naar de onbekende functie  $\underline{A}(x, y)$  herleid wordt tot het zoeken van een eindig aantal complexe grootheden  $\underline{A}_{ik}$ . We vermenigvuldigen zowel het rechter- als het linkerlid van de differentiaalvergelijking met de “testfunctie”  $v(x, y)$ , met  $v \equiv 0$  op  $\partial\Omega_2$  en integreren over het gebied  $\Omega$ . We bekomen

$$-\int_{\Omega} \nabla \cdot \left( \frac{1}{\mu(x, y)} \nabla \underline{A} \right) v \, dx \, dy + \int_{\Omega} j\omega\sigma(x, y) \underline{A} v \, dx \, dy = \int_{\Omega} \underline{J}_e(x, y) v \, dx \, dy$$

Na toepassing van de Stelling van Green<sup>10</sup> herleidt deze integraalvergelijking zich tot:

$$\begin{aligned} \int_{\Omega} \frac{1}{\mu(x, y)} \nabla \underline{A} \cdot \nabla v \, dx \, dy + \int_{\Omega} j\omega\sigma(x, y) \underline{A} v \, dx \, dy = \\ \int_{\Omega} \underline{J}_e(x, y) v \, dx \, dy + \int_{\partial\Omega} \frac{1}{\mu(x, y)} \nabla \underline{A} \cdot \mathbf{n} v \, dl \end{aligned} \quad (2.135)$$

met  $\mathbf{n}$  de uitwendige eenheidsnormaal aan  $\Omega$ . Men kan aantonen dat het hierboven vermelde randwaardenprobleem (2.131), (2.132) en (2.133) kan herschreven worden onder volgende variationele formulering: *Zoek de complexe functie  $\underline{A}(x, y)$ , gedefinieerd in  $\Omega$ , voldoende afleidbaar<sup>11</sup> en  $\underline{A} = \underline{h}$  op  $\partial\Omega_2$ , die voldoet aan:*

$$\int_{\Omega} \frac{1}{\mu(x, y)} \nabla \underline{A} \cdot \nabla v \, dx \, dy + \int_{\Omega} j\omega\sigma(x, y) \underline{A} v \, dx \, dy = \int_{\Omega} \underline{J}_e(x, y) v \, dx \, dy$$

en dit voor alle functies  $v$  waarvoor  $v = 0$  op  $\partial\Omega_2$

De laatste term in (2.135) valt weg aangezien op  $\partial\Omega_1$  geldt dat  $\frac{1}{\mu(x, y)} \nabla \underline{A} \cdot \mathbf{n} = 0$  en op  $\partial\Omega_2$  dat  $v = 0$ .

### Stap 2: Interne benadering

Voor het (benaderend) oplossen van het variationele probleem gaan we de onbekende functie  $\underline{A}$  benaderen door  $\underline{A}_h$ : we stellen dat  $\underline{A}_h$  kan geschreven worden

<sup>10</sup>De stelling van Green:

$$\int_{\Omega} \nabla v \cdot \nabla w \, dx = \int_{\partial\Omega} v \frac{\partial w}{\partial n} \, ds - \int_{\Omega} v \Delta w \, dx = \int_{\partial\Omega} v \nabla w \cdot \mathbf{n} \, ds - \int_{\Omega} v \Delta w \, dx \quad (2.134)$$

<sup>11</sup>Voldoende afleidbaar in de zin dat de optredende afgeleiden in de formules bestaan.

als een lineaire combinatie van  $n$  vooraf gekozen interpolatiefuncties  $N_k(x, y)$ ,  $k = 1 \dots n$  waarbij  $N_k(x, y) = 0$  op  $\partial\Omega_2$  en van  $M(x, y)$ , waarbij  $M(x, y) = 1$  op  $\partial\Omega_2$ :

$$\underline{A}(x, y) \simeq \underline{A}_h(x, y) = \sum_{k=1}^n \underline{A}_k N_k(x, y) + \underline{h} M(x, y) \quad (2.136)$$

Op deze manier wordt het variationele probleem herleid tot een vraagstuk met een eindig aantal onbekenden  $\underline{A}_k$ . Wanneer we de willekeurige testfunctie  $v(x, y)$  in de variationele formulering nu beperken tot de  $n$  interpolatiefuncties  $N_l$  met  $l = 1 \dots n$  dan bekomen we:

Zoek de  $\underline{A}_k$  zodat:

$$\begin{aligned} \sum_{k=1}^n \underline{A}_k \left[ \int_{\Omega} \left( \frac{1}{\mu(x, y)} \nabla N_k \cdot \nabla N_l \right) dx dy \right] + \sum_{k=1}^n j\omega \underline{A}_k \int_{\Omega} \sigma(x, y) N_k N_l dx dy \\ = \int_{\Omega} \underline{J}_e(x, y) N_l dx dy - \int_{\Omega} \left[ \frac{\underline{h}}{\mu(x, y)} \nabla M \cdot \nabla N_l + j\omega \sigma(x, y) \underline{h} M N_l \right] dx dy \\ \forall N_l, l = 1 \dots n \end{aligned}$$

Men merkt op dat de vergelijking van de interne benadering nog kan herschreven worden in matrixvorm:

$$[M][\underline{A}] + j\omega[K][\underline{A}] = [F] \quad (2.137)$$

met

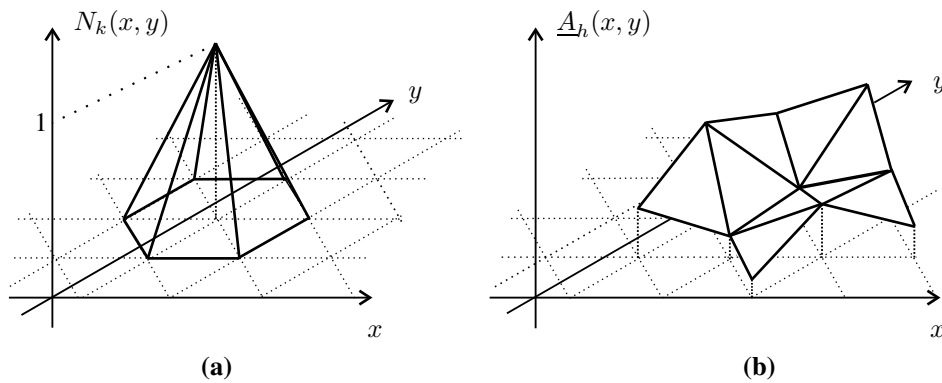
$$\begin{aligned} M_{kl} &= \int_{\Omega} \left( \frac{1}{\mu(x, y)} \nabla N_k \cdot \nabla N_l \right) dx dy \\ K_{kl} &= \int_{\Omega} \sigma(x, y) N_k N_l dx dy \\ F_l &= \int_{\Omega} \left[ \underline{J}_e(x, y) N_l - \frac{\underline{h}}{\mu(x, y)} \nabla M \cdot \nabla N_l - j\omega \sigma(x, y) \underline{h} M N_l \right] dx dy \end{aligned}$$

De vraag stelt zich nu op welke manier de  $n$  interpolatiefuncties  $N_k(x, y)$  en de functie  $M(x, y)$  gekozen worden. Hiervoor wordt het gebied  $\Omega$  opgesplitst in subdomeinen (elementen genoemd). De opsplitsing is in principe willekeurig, alhoewel de volgende regels gelden:

- de subdomeinen mogen niet overlappen
- de unie van alle subdomeinen moet gelijk zijn aan het domein  $\Omega$

- een subdomein mag slechts uit één type materiaal bestaan

Vaak worden driehoekjes als elementen genomen (figuur 2.25). Aan elk gridpunt in de triangulatie (*uitgezonderd deze gelegen op  $\partial\Omega_2$* ) wordt één interpolatiefunctie gekoppeld, en wel op volgende manier: elke interpolatiefunctie  $N_k(x, y)$  is stuksgewijs lineair; ze neemt de waarde 1 aan in het gridpunt  $(x_k, y_k)$  waaraan de interpolatiefunctie geassocieerd wordt en is gelijk aan 0 in alle andere gridpunten, zie figuur 2.25a.  $M(x, y)$  wordt eveneens als een stuksgewijze lineaire functie gekozen, en neemt de waarde 1 aan in alle gridpunten gelegen op  $\partial\Omega_2$  en de waarde 0 in alle andere gridpunten. Deze keuze heeft als gevolg dat  $\underline{A}_k$  de waarde van  $\underline{A}_h(x, y)$  in het punt  $(x_k, y_k)$  aanneemt.



Figuur 2.25. (a) De interpolatiefunctie  $N_k$  neemt de waarde 1 aan in het punt  $(x_k, y_k)$  en 0 in alle andere gridpunten (b) elke functie  $\underline{A}(x, y)$  kan benaderd worden door een lineaire combinatie van de interpolatiefuncties

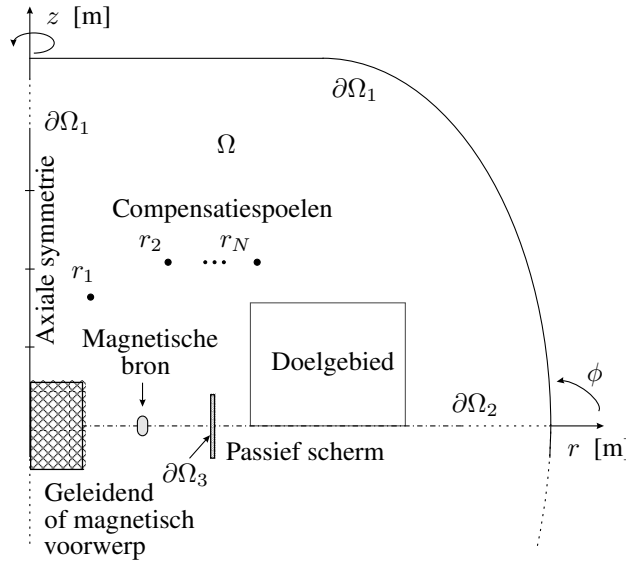
Een functie zoals aangeduid in figuur 2.25b is dan een benadering van de gezochte functie  $\underline{A}(x, y)$ . Het is voor de hand liggend dat men in de delen van  $\Omega$  waarbinnen de functie  $\underline{A}$  een grilliger verloop heeft, een fijnere triangulatie voorziet. De stuksgewijs lineaire functie  $\underline{A}_h$  kan dan een betere benadering voor  $\underline{A}$  aannemen. Er bestaan methoden om de triangulatie lokaal te gaan verfijnen met het oog op de verhoging van de nauwkeurigheid. Deze methoden steunen op lokale foutenschatters waar niet verder op wordt ingegaan.

#### 2.6.4 Axisymmetrisch veldprobleem met randvoorwaarden

De eindige-elementenmethode lost een elektromagnetisch probleem op in een gegeven domein  $\Omega$ . In het axisymmetrisch geval toont figuur 2.26 een mogelijke opbouw van  $\Omega$ . Het domein  $\Omega$  bestaat hier grotendeels uit lucht. Verder zijn er een magnetische bron — gemodelleerd als object waarin externe stroomdichtheid  $\underline{J}_e$  (tijdsharmonisch) wordt opgedrongen — en eventueel een aantal voorwerpen



met hoge geleidbaarheid en/of magnetische permeabiliteit. Bestudeert men afscherming, dan bevat het domein ook een passief scherm en eventueel een actief scherm bestaande uit een aantal compensatiespoelen. Het doelgebied is het gebied waar men het veld wenst te verminderen. De getoonde geometrie is driedimensionaal, maar door het axisymmetrische karakter is de numerieke veldberekening tweedimensionaal. In deze numerieke veldberekening wordt de gekende stroomdichtheid weergegeven door  $\underline{\mathbf{J}}_e = \underline{J}_e(r, z) \mathbf{1}_\phi$ . In het domein  $\Omega$  wordt de magnetische inductie geschreven als  $\underline{\mathbf{B}} = \nabla \times \underline{\mathbf{A}}$ , waarin de vectorpotentiaal  $\underline{\mathbf{A}} = \underline{A}_\phi(r, z) \mathbf{1}_\phi$ . Het model is quasi-statisch en tijdsharmonisch.



Figuur 2.26. Domein van een eindige-elementenmodel

De vectorpotentiaal  $\underline{\mathbf{A}} = \underline{A}_\phi(r, z) \mathbf{1}_\phi$  voldoet aan hetzelfde tweede-orde randwaardenprobleem (2.128). Ook hier heeft  $\underline{\mathbf{A}}$  slechts één van nul verschillende component, zodat we de fasornotatie  $\underline{A}_\phi$  kunnen gebruiken. In het axisymmetrisch geval wordt (2.128)

$$\left[ \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{1}{r\mu} \frac{\partial}{\partial r} (r \underline{A}_\phi) \right) \right] + \left[ \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{1}{r\mu} \frac{\partial}{\partial z} (r \underline{A}_\phi) \right) \right] = j\omega\sigma \underline{A}_\phi - \underline{J}_e \quad (2.138)$$

samen met de randvoorwaarden, zie figuur 2.26,

$$\underline{A}_\phi = 0 \quad \text{op } \partial\Omega_1 \quad (2.139)$$

$$\left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \underline{A}_\phi) \cdot n_r + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial z} (r \underline{A}_\phi) \cdot n_z \right) = 0 \quad \text{op } \partial\Omega_2 \quad (2.140)$$

Hierin zijn  $\mu$  en  $\sigma$  de permeabiliteit en de elektrische geleidbaarheid van het materiaal aanwezig in  $\Omega$ . De Neumann randvoorwaarde (2.140) maakt het mogelijk slechts de helft van het domein te modelleren indien het symmetrisch is ten opzichte van het  $z = 0$  vlak.  $f = \omega/2\pi$  is de frequentie van de bronterm  $\underline{J}_e$ . De RV op  $\partial\Omega_1$  beschrijft magnetische isolatie terwijl de homogene RV op  $\partial\Omega_2$  de fluxlijnen dwingt om loodrecht in te vallen op het symmetrievlak  $z = 0$ .

Om dit randvoorwaardenprobleem op te lossen wordt dezelfde benadering ingevoerd als bij het cartesisch probleem.

### 2.6.5 Model voor hoge frequenties

#### Model met speciale randvoorwaarde: de impedantie-randvoorwaarde

Voor hogere frequenties is het mogelijk dat de indringdiepte van de elektromagnetische golven in een aantal geleidende objecten veel kleiner wordt dan hun afmetingen. De vectorpotentiaal verandert snel over korte afstand. Bijgevolg moet men hier zeer veel uiterst kleine driehoekjes kiezen zodat de interpolatiefuncties het werkelijke verloop van de potentiaal goed benaderen. Een vermazing met een hoge graad van verfijning geeft echter aanleiding tot een hoge rekentijd om de berekening uit te voeren, en houdt een risico in op numerieke onnauwkeurigheden door het grote verschil in afmetingen tussen de grootste en de kleinste driehoeken. Om de elektromagnetische grootheden in het scherm te kunnen evalueren zonder een zeer fijne vermazing in te voeren, wordt een speciale impedantie-randvoorwaarde (IRV) ingevoerd in het cartesisch probleem [Mayergoyz1998]

$$\left( \frac{\partial \underline{A}}{\partial x} \cdot n_x + \frac{\partial \underline{A}}{\partial y} \cdot n_y \right) = j \underline{A} e^{-j\pi/4} \sqrt{\sigma_p \omega \mu_p} \quad \text{op } \partial\Omega_3 \quad (2.141)$$

of in het axisymmetrisch probleem

$$\left( \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \underline{A}_\phi) \cdot n_r + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial z} (r \underline{A}_\phi) \cdot n_z \right) = j \underline{A}_\phi e^{-j\pi/4} \sqrt{\sigma_p \omega \mu_p} \quad \text{op } \partial\Omega_3 \quad (2.142)$$

De randvoorwaarde wordt toegepast op  $\partial\Omega_3$  in figuur 2.26. Het object dat omsloten wordt door de rand  $\partial\Omega_3$  — *in casu* het passief scherm — wordt uitgesloten uit het domein. De randvoorwaarde is gebaseerd op het feit dat elektromagnetische velden voor smalle indringdiepten slechts lokaal binnendringen in het materiaal. Bijgevolg zijn in elk knooppunt op de rand van het materiaal, de tangentiële componenten van elektrisch en magnetisch veld met elkaar verbonden als bij een vlakke golf die een oneindig halfvlak binnentreedt. De randvoorwaarde beschrijft de relatie tussen deze twee tangentiële componenten in het geval het passief scherm bestaat uit een lineair magnetisch materiaal. Voor niet-lineaire materialen formuleert [Mayergoyz1998] een aangepaste versie van de randvoorwaarde.

### Vergelijking van de twee modellen

Het model met impedantie-randvoorwaarden wordt vergeleken met het model dat deze randvoorwaarden niet gebruikt. De beschouwde geometrie is deze van een inductieverhitter. De objecten uit het algemeen model van figuur 2.26 worden nu concrete onderdelen van de inductieverhitter. Het gearceerde object in de oorsprong is een geleidend werkstuk van 10 mm hoog en met een diameter van 191 mm dat door het veld van de magnetische bron opgewarmd wordt. De magnetische bron is de excitatiespoel van de inductieverhitter, gesitueerd op 0,2012 m straal. Om het veld te verminderen in het doelgebied is er een actief scherm, bestaande uit  $N$  compensatiespoelen met gepaste compensatiestromen. Ook een passief scherm van 190 mm hoog, 0,65 mm dik en met  $\sigma_p = 5,9 \cdot 10^6$  S/m en  $\mu_p = 372\mu_0$  wordt toegevoegd aan het model op een straal van 0,30 m. De permeabiliteit van het passief scherm is constant gekozen, wat neerkomt op een linearisatie van het werkelijke niet-lineaire materiaal waar  $\mu_p$  functie is van  $\underline{H}$ . Het model kan met goede benadering gelineariseerd worden omdat de amplitude van de excitatiestroom constant blijft en de compensatiestromen klein zijn ten opzichte van de excitatiestroom.

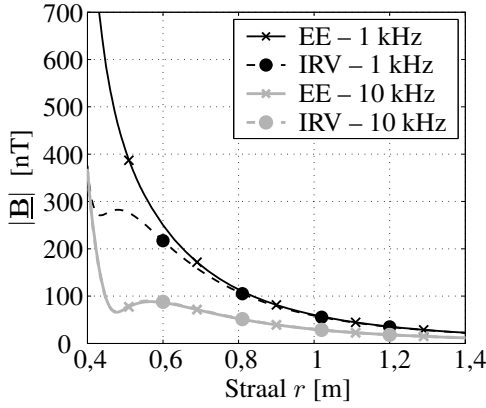
De randvoorwaarden (2.142) kunnen gebruikt worden om het passief scherm te modelleren in het geval dat de indringdiepte  $\delta$  veel kleiner is dan de helft van de schermdikte  $D_p$ . Dit vereist:

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \sigma_p \mu_p}} \ll D_p \text{ of } D_{\text{red}} \gg 1 \quad (2.143)$$

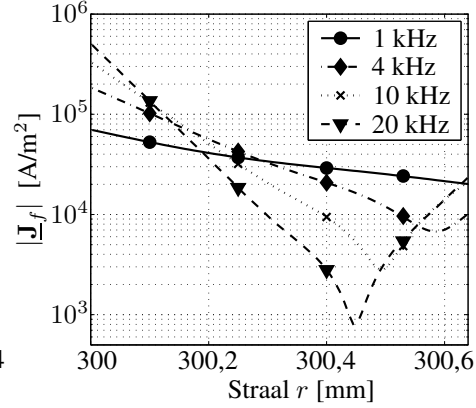
waarin  $D_{\text{red}} = \frac{D_p}{\delta}$  de gereduceerde schermdikte is. Voor lage frequenties zal de indringdiepte te hoog zijn om de speciale randvoorwaarden (2.142) te mogen toepassen, en moet het passief scherm volledig in eindige elementen gemodelleerd worden. Met de schermdikte  $D_p = 0,65$  mm,  $\sigma_p = 5,9 \cdot 10^6$  S/m en  $\mu_p = 372 \mu_0$ , vinden we  $D_{\text{red}} = 1,9$  voor 1 kHz en  $D_{\text{red}} = 6,1$  voor 10 kHz.

Figuur 2.27 vergelijkt  $|\underline{B}|$  voor het model dat IRV gebruikt en voor het model dat het scherm modelleert met eindige elementen. De figuur toont dat het bij 1 kHz niet toegelaten is om de speciale randvoorwaarden toe te passen, terwijl beide methoden dezelfde resultaten geven bij 10 kHz [Vandenbossche2002]. Het verschil tussen eindige-elementendiscretisatie en impedantie-randvoorwaarden voor het scherm is minder dan 1% indien  $D_{\text{red}} > 6$ . Vanaf deze frequentie is het dus mogelijk — om redenen van nauwkeurigheid en rekentijd zelfs wenselijk — om de IRV te implementeren. In de optimalisatie-berekeningen wordt steeds  $\delta$  gecontroleerd, en worden de impedantie-randvoorwaarde toegepast voor alle werkstukken en/of passieve schermen waarvoor  $D_{\text{red}} \geq 6$ .

De reden waarom de indringdiepte klein moet zijn is dat de ene zijde van het scherm de andere niet mag beïnvloeden. Figuur 2.28 visualiseert de norm van



Figuur 2.27. Vergelijking van EE en IRV modellen voor het passief scherm:  $|\mathbf{B}|$  in het  $z = 0$  vlak



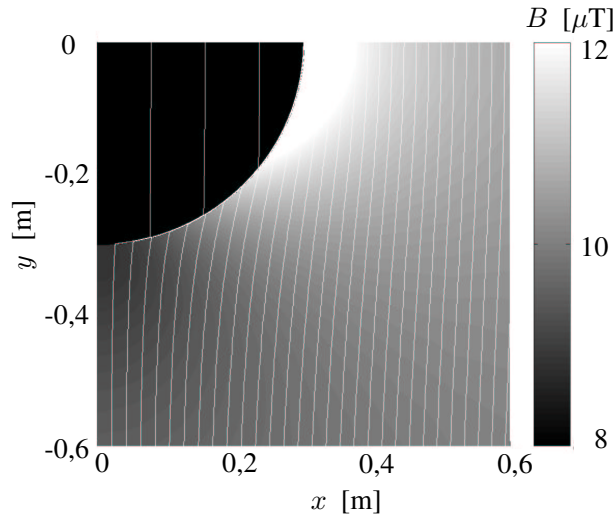
Figuur 2.28. Geïnduceerde stroomdichtheid in het passief scherm:  $|\mathbf{J}_f|$  in het  $z = 0$  vlak

de wervelstromen in het scherm voor verschillende frequenties. De minimale stroomdichtheid in het scherm is duidelijk lager voor hogere frequenties.

### 2.6.6 Toepassing: niet-lineair cilindervormig scherm in een uniform transversaal veld

We lossen hetzelfde probleem op als in het toepassingsvoorbeeld van de transmissielijnmethode in paragraaf 2.4.5. Deze paragraaf is bijgevolg een verificatie van de niet-lineaire transmissielijnmethode.

Door de symmetrie van het probleem hoeven we slechts één vierde te modelleren (figuur 2.29), wat een aanzienlijke besparing van rekentijd betekent. Het domein  $\Omega$  is een rechthoek met het scherm gemodelleerd in een hoek: het centrum van de cilinder is één van de hoeken van de rechthoek. De rechthoek is voldoende groter dan het scherm:  $10 \times 10$  m voor een scherm van 0,3 m straal. Voor alle vier de randen van de rechthoek moeten randvoorwaarden worden opgelegd. Aan de twee verticale randen van de  $10 \times 10$  m grote rechthoek wordt de magnetische vectorpotentiaal opgedrongen via de Dirichlet randvoorwaarde (2.130) zodat een magnetisch veld wordt gecreëerd dat evenwijdig is aan deze randen. Het verschil tussen de potentialen aan beide grenzen is zo gekozen dat het magnetisch veld uniform is ver van het scherm, en dat het een amplitude  $H_0$  heeft. Aan de twee horizontale grenzen wordt het veld gedwongen verticaal te staan d.m.v. de Neumann randvoorwaarde (2.129). Het materiaal van het scherm wordt gemodelleerd door een constante geleidbaarheid en een niet-constante complexe permeabiliteit  $\mu^I(H)$ .



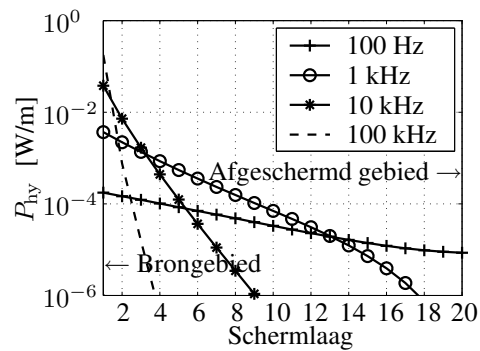
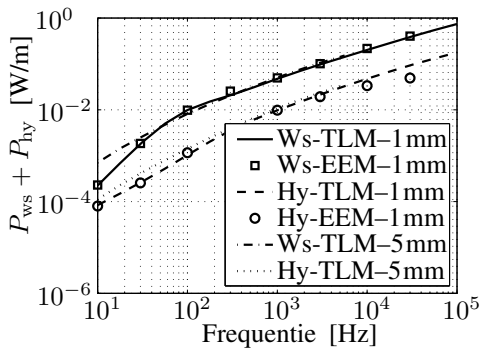
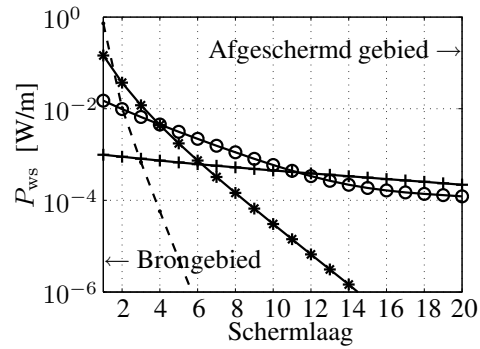
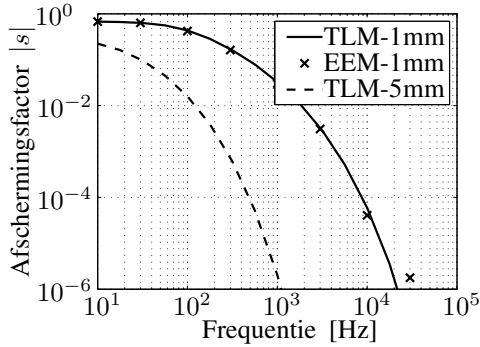
Figuur 2.29. De amplitude van  $\underline{B}$  en de veldlijnen verkregen met een eindigelementenberekening voor 100 Hz. Enkel de linkerbovenhoek van het  $10 \times 10$  m grote domein  $\Omega$  is getoond

De eindige-elementenberekening om de afschermingsfactor en de verliezen van het niet-lineaire, hysteretische en isotrope scherm te vinden is tijdsharmonisch en niet-lineair. Om een accurate modellering van de kleine indringdiepte te bekomen bij hoge frequenties, werd het aantal knooppunten in de vermazing opgedreven tot 45000. Figuur 2.30 toont dat de resultaten van de eindige-elementenberekeningen in goede overeenstemming zijn met de analytische resultaten voor frequenties tot 10 kHz. Voor hogere frequenties ontstaan er verschillen, maar hier is de afschermingsfactor reeds beter dan  $10^{-5}$ . Dat bij hogere frequenties een fijnere vermazing met meer subdomeinen nodig is blijkt uit figuur 2.31. Bij hoge frequentie daalt het veld veel sneller als functie van de diepte in het scherm. Een gedetailleerde beschrijving van figuren 2.30 en 2.31 wordt gegeven in hoofdstuk 5.

## 2.7 Besluit

Om elektromagnetische afscherming te modelleren zijn heel wat methoden beschikbaar, elk met voor- en nadelen.

De transmissielijnmethode beschouwt het scherm als een keten van aaneengeschaalde stukken transmissielijn. De methode laat toe materialen met complexe materiaaleigenschappen te modelleren. De afscherming wordt snel berekend, maar enkel voor relatief eenvoudige geometrieën van scherm en bron.



Figuur 2.30. Afschermingsfactor en wervelstroom- (ws) plus hysteresis (hy)-verliezen van een 1 mm en 5 mm dik scherm in een uniform veld van 10 A/m, in functie van de frequentie van het veld. De curves zijn bekomen met de TLM en de markeringen met de EEM

Figuur 2.31. Verliezen in elk van de 20 deellagen van het 1 mm dik scherm in een uniform magnetisch veld van 10 A/m voor verschillende frequenties

De circuitmethode vervangt geleidende voorwerpen door mutueel gekoppelde staven of spoelen en berekent de geïnduceerde stromen door het oplossen van een elektrisch netwerk. Ingewikkelde 3D-geometrieën van zowel scherm als bron kunnen gemodelleerd worden. Gebruikt men analytische methoden voor het bepalen van de componenten in het netwerk, dan valt de rekentijd mee maar anderzijds kunnen dan enkel dunne, niet-ferromagnetische schermen gemodelleerd worden.

De eindige-elementenmethode is in staat om zowel ingewikkelde geometrieën als complexe materialen te modelleren. Hierdoor is de EE-methode inzetbaar voor een breed gamma aan toepassingen, wat een mogelijke verklaring is voor haar populariteit. Anderzijds kan een onoordeelkundige keuze van de vermazing aanleiding geven tot zeer hoge rekentijd of tot onnauwkeurige oplossingen.

Bij de studie van elektromagnetische afscherming vormen de drie methoden sa-

men een uitermate nuttig hulpmiddel. De verscheidenheid van de methoden laat toe zeer uiteenlopende toepassingen aan te pakken, waarbij men steeds de voordeligste methode of een combinatie van methoden kiest. Voor open schermen met meestal beperkte veldreductie is de circuitmethode vaak geschikt. Voor gesloten schermen kan men eerst de invloed van materiaalparameters bestuderen met de transmissielijnmethode en vervolgens de eindige-elementenmethode toepassen voor een nauwkeurige modellering van de spreidingsvelden.





## Hoofdstuk 3

# Optimalisatie van magnetische afscherming

### 3.1 Inleiding

Voor vereenvoudigde afschermingstoepassingen werden in vorige hoofdstukken verscheidene types van schermen uitgewerkt. Om reële industriële installaties af te schermen dienen echter veel complexere geometrieën en randvoorwaarden in acht genomen te worden.

Bij het aanbrengen van schermen is er allereerst een aantal *ruimtelijke beperkingen*: bepaalde gebieden rond het af te schermen toestel moeten bereikbaar en/of zichtbaar blijven voor de operatoren. Deze eerste reeks beperkingen sluiten een scherm uit dat het toestel volledig omsluit. Zo een “kooi van Faraday” past vaak niet binnen het domein waarin schermen toegelaten zijn.

Het hoofddoel van een afscherming is het verminderen van het magnetisch veld in een gegeven doelgebied. Nochtans is een scherm dat een sterke veldreductie haalt, niet noodzakelijk een goed scherm voor een gegeven installatie — ook al bevindt het zich binnen het toegelaten domein. Er is een tweede reeks beperkingen die betrekking hebben op de elektromagnetische “nevenwerkingen” van het scherm: *de beperking van de elektromagnetische verliezen en van de elektromagnetische interferentie*. Bijvoorbeeld kan men het doel van goede afscherming realiseren door een passief scherm te plaatsen op een positie kort bij de bron, en door het een vorm te geven die de bron goed omsluit. De veldreductie zal dan wellicht spectaculair zijn, maar dit passief scherm kort bij de bron heeft mogelijks veel elektromagnetische verliezen en een ingewikkelde, moeilijk te construeren vorm. Kiest men voor een actieve afscherming kort bij de bron, dan vereist dit een uiterst nauwkeurige positionering van de compensatiespoelen en een uiterst nauwkeurige

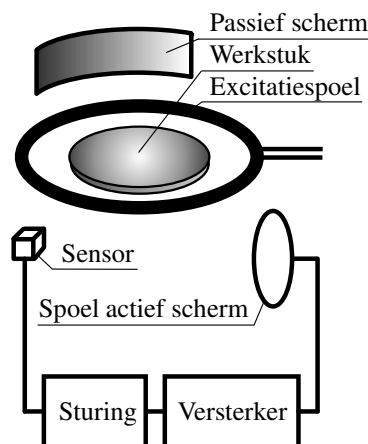
controle van de compensatiestromen. Bovendien is het mogelijk dat zowel de passieve als de actieve afschermingen de goede werking van de bron verstoren.

Kortom, het ontwerp van een goede *passieve afscherming* beoogt niet alleen goede afscherming, maar ook beperking van de elektromagnetische verliezen, een lage constructiekost en een goede EMC met toestellen in de buurt. Het ontwerp vereist de optimalisatie van de vorm, de positie en de materiaaleigenschappen.

Bij de *actieve afscherming* vormt de kost van de externe voeding een bijkomend criterium bij de optimalisatie. Het actieve scherm heeft nog veel meer vrijheidsgraden om te optimaliseren dan het passief scherm: de posities van alle compensatiespoelen en alle compensatiestromen.

Bij sommige afschermingstoepassingen kan het interessant zijn om passieve en actieve afschermingen te combineren. Figuur 3.1 toont een realistische afschermingstoepassing van een inductieverhitter. In de getoonde inductieverhitter wordt een schijfvormig werkstuk opgewarmd door het magnetisch veld van de omringende excitatiespoel. Voor de afscherming zorgen een passief scherm en een actief scherm waarvan de compensatiestroom permanent naar de optimale waarde wordt geregeld. De regelkring bestaat uit een magnetische veldsensor, een sturing die de juiste compensatiestroom berekent en een versterker om deze stroom te genereren in de compensatiespoelen. De regeling, besproken in hoofdstuk 4, houdt de afscherming efficiënt wanneer het veld van de inductieverhitter wijzigt door slijtage, voorwerpen in de omgeving of veranderende eigenschappen van het werkstuk.

Voor het ontwerp van een passieve en/of actieve afscherming is een optimalisatie nodig van een meestal groot aantal variabelen. In dit hoofdstuk wordt uitgelegd hoe de verschillende types van afscherming kunnen worden ontworpen.



Figuur 3.1. Principe van passieve en actieve afscherming, toegepast op een inductieverhitter

## 3.2 Overzicht van mogelijke types van afscherming

Figuur 3.2 toont voor een axisymmetrische elektrische installatie de verschillende mogelijkheden voor een magnetische afscherming. Op de optimalisatie van elk type wordt verderop in het hoofdstuk dieper ingegaan.

In eerste instantie kunnen de afschermingen verdeeld worden in drie hoofdtypen, waarvan de eerste twee reeds in hoofdstuk 1 zijn beschreven:

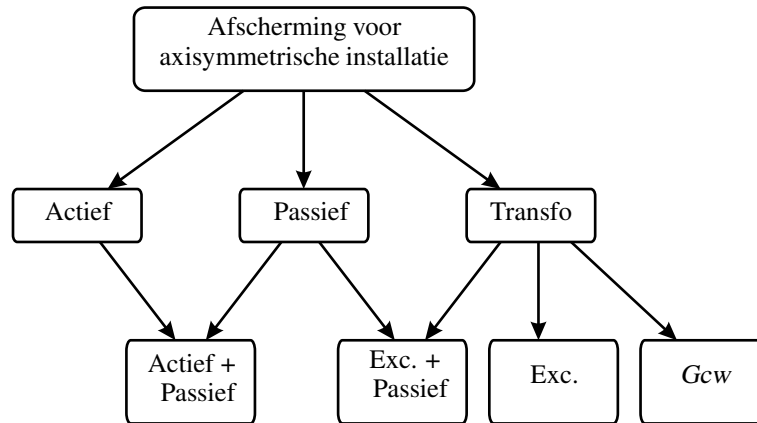
- *Passieve afscherming*: het magnetisch veld wordt beïnvloed door ferromagnetische materialen die de fluxlijnen aantrekken en/of door elektrisch geleidende materialen waarin wervelstromen ontstaan.
- *Actieve afscherming*: het magnetisch veld wordt beïnvloed door elektrische stromen die zowel in plaats als in tijd nauwkeurig gecontroleerd worden door een externe voeding.
- *Transformator*: een “middenweg” tussen passieve en actieve afscherming waarbij de stroom voor de actieve afscherming wordt geleverd door een transformator die zelf werkt als passief scherm. De primaire wikkeling van de transformator is de excitatiespoel — dit is de wikkeling van de magnetische bron die moet worden afgeschermd. De secundaire wikkeling bevindt zich voldoende kort bij de magnetische bron en is zodanig geplaatst dat primaire en secundaire wikkeling mutueel gekoppeld zijn, m.a.w. dat door de flux van de bron spanning wordt geïnduceerd in de secundaire wikkeling. De belasting van deze secundaire wikkeling is de actieve afscherming.

De drie hoofdtypen afscherming kunnen met elkaar gecombineerd worden. Figuur 3.2 toont de meest interessante combinaties. Zo laten een actief en een passief scherm zich goed combineren omdat de benodigde compensatiestromen in het actief scherm sterk kunnen verminderd worden indien er ook een goed geplaatst passief scherm is<sup>1</sup>. Bij de transformator aangedreven schermen onderscheidt men twee varianten naargelang de uitvoering van de secundaire wikkeling. De primaire wikkeling is steeds de excitatiespoel. De twee varianten worden hieronder toegelicht.

Onder de “transformator op de excitatiewikkeling” (Exc) verstaat men een klassieke stroomtransformator. Deze bezit meestal een kern met hoge magnetische

---

<sup>1</sup>Bij de optimalisatie van een actief scherm met een passief scherm kan men nog een verdere keuze maken: men kan vertrekken van een vast, als gegeven beschouwd passief scherm en hiervoor het optimaal actief scherm ontwerpen, of men kan een globale optimalisatie doen van zowel het passief als het actief scherm. In het laatste geval worden ook de positie en de hoogte van het passief scherm geoptimaliseerd.



Figuur 3.2. Mogelijke types van afscherming voor een axisymmetrische installatie

permeabiliteit en kan als een stroomtang rond de excitatiespoel of haar toevoerdrazen worden geplaatst zodat primaire en secundaire bijna perfect mutueel gekoppeld zijn. Het veld in het doelgebied wordt gereduceerd door compensatiespoelen zoals bij een actieve afscherming. De transformator zorgt enkel voor de voeding van de compensatiespoelen, maar beïnvloedt zelf het veld in het doelgebied niet. Eventueel kan een passief scherm toegevoegd worden. Net zoals bij de combinatie passief en actief scherm kan hierdoor het schijnbaar vermogen van het actief scherm — in dit geval het schijnbaar vermogen van de transformator — lager bemeaten worden.

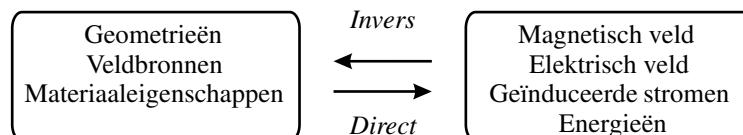
De tweede variant is de “transformator met genererende compensatiewikkeling” (gcw). De gcw is de secundaire van de transfo die zich hier eerder ver van de excitatiewikkeling bevindt. De secundaire is namelijk geplaatst rond het af te schermen toestel net zoals een passief scherm. Het verschil met een passief scherm is dat het vermogen opgewekt in de gcw wordt gebruikt om een actief scherm aan te drijven, terwijl het vermogen opgewekt in een passief scherm volledig wordt gedissipeerd in dit scherm. Door de grote afstand tussen primaire (excitatiepoel) en secundaire (gcw), en door het ontbreken van een magnetische kern is de mutuele koppeling van beide wikkelingen vrij slecht. Toch wordt in deze gcw spanning geïnduceerd en loopt er stroom in, net zoals in een passief scherm<sup>2</sup>. Deze “spreidingsveld”-transformator beïnvloedt bijgevolg het veld in het doelgebied. Dit veld wordt immers een eerste maal gereduceerd door de secundaire wikkeling of gcw zelf, gelijkaardig aan de werking van een passief scherm. Daarenboven wordt het veld een tweede keer gereduceerd door de spoelen van het actief scherm die door de secundaire worden gevoed. De secundaire kan gezien worden

<sup>2</sup>Vermits de gcw werkt als passief scherm is het minder nuttig nog een extra passief scherm toe te voegen.

enerzijds als een compensatiewikkeling en anderzijds als een bron van vermogen voor het actief scherm. Vandaar de benaming “genererende compensatiewikkeling” of *gcw* die verderop consequent wordt gebruikt om deze wikkeling aan te duiden. De benaming “compensatiespoelen” slaat op de overige (gewone) spoelen die samen het actief scherm vormen. Het actief scherm bestaat bijgevolg uit  $N$  compensatiespoelen die worden gevoed door één *gcw*.

### 3.3 Procedure voor het ontwerpen van een magnetische afscherming

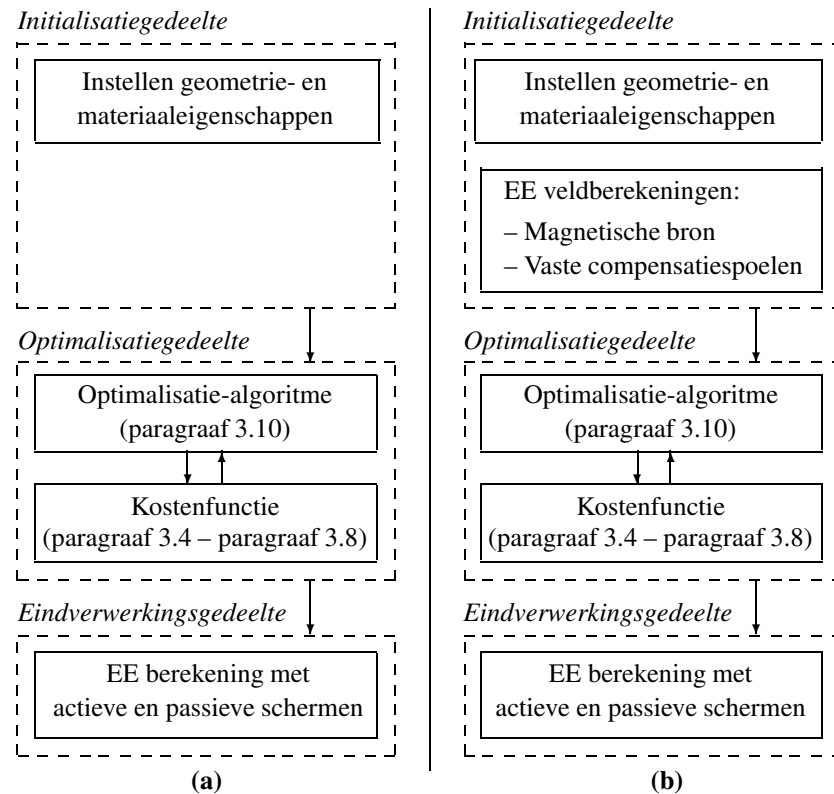
Om het spreidingsveld van een elektrische installatie te verminderen in het doelgebied moet een gepast probleem worden opgelost. Gegeven is het maximaal toegelaten magnetisch veld in het doelgebied. Gevraagd zijn de “veldbronnen”, namelijk de optimale posities van de compensatiespoelen, de optimale stromen in deze spoelen en de optimale geometrie van het passief scherm. Dit is een *invers* probleem — zie figuur 3.3 — dat niet rechtstreeks kan worden opgelost. Het wordt aangepakt door het iteratief oplossen van het *direct* probleem, waarin de veldbronnen gegeven zijn en het magnetisch veld gevraagd is.



Figuur 3.3. Bij het *direct* probleem zijn de grootheden in het linkerlid gegeven en deze in het rechterlid gevraagd. Bij het *invers* probleem zijn ook één of meerdere grootheden uit het rechterlid gegeven, terwijl een aantal grootheden uit het linkerlid gevraagd zijn

De procedure wordt geschetst in figuur 3.4a. Om het *invers* probleem op te lossen dient na de initialisatie een kostenfunctie geminimaliseerd te worden a.d.h.v. een optimalisatie-algoritme. De optimalisatie wordt afgesloten met een nauwkeurige eindige-elementenberekening (EE) waarin alle relevante elektromagnetische grootheden berekend worden in het hele domein.

In paragrafen 3.4 en paragrafen 3.5 wordt voor een passief scherm respectievelijk voor een actief scherm de procedure in grote lijnen toegelicht en geïllustreerd aan de hand van een voorbeeld. Vervolgens wordt in paragraaf 3.6 de algemene werkwijze voorgesteld, geldig voor eender welke optimalisatie van een passief en/of een actief scherm. De optimalisaties voor transformator gebaseerde afschermingen vindt men in paragraaf 3.7 en paragraaf 3.8. Tenslotte vermelden paragraaf 3.9 en paragraaf 3.10 meer informatie over de kleinste-kwadratenmethode en over de mogelijke optimalisatie-algoritmes.



Figuur 3.4. Schema van de berekening voor de optimalisatie van een actief scherm en/of een passief scherm. De standaardprocedure is getoond in (a). Indien het passief scherm niet moet geoptimaliseerd worden, kan tijdswinst worden geboekt door een aantal EE-berekeningen in het initialisatiegedeelte uit te voeren zoals getoond in (b)

## 3.4 Optimalisatie van een passief scherm

### 3.4.1 Werkwijze

De te optimaliseren variabelen bij het ontwerp van een passief scherm zijn enerzijds geometrische eigenschappen zoals de positie, hoogte, lengte, dikte en anderzijds materiaaleigenschappen zoals de geleidbaarheid en de magnetische karakteristiek. Bij de meeste optimalisaties worden slechts enkele van de genoemde grootheden geoptimaliseerd, terwijl de andere vast gekozen zijn. Het doel van de optimalisatie is een scherm te vinden dat voldoende afscherming teweegbrengt op de gewenste plaatsen en aanvaardbaar is qua elektromagnetische nevenwerkingen.

De optimalisatie bestaat uit het minimaliseren van een kostenfunctie die aan een passief scherm met gegeven geometrie en materiaaleigenschappen een “kost”  $K$

moet associëren. Het bepalen van de kost — een scalair getal — vereist de berekening van een aantal elektromagnetische grootheden. Om deze grootheden te vinden werden in hoofdstuk 2 enkele methoden voorgesteld voor het modelleren van de magnetische bron en het passief scherm. Uit de verschillende methoden werd als meest algemene methode gekozen voor eindige elementen.

De kostenfunctie voert een EE-berekening uit, waarbij de magnetische veldbron en een passief scherm worden gemodelleerd. De berekening is quasi-statisch en tijdsharmonisch. Enkele relevante elektromagnetische grootheden worden berekend die nodig zijn om de kost  $K$  te bepalen voor het beschouwde scherm.

Meer concreet wordt deze kost gedefinieerd als de som van vier kosttermen  $K = K_1 + K_2 + K_3 + K_4$ , of voluit:

$$K = w_1 B_{\text{gem}} + w_2 P_p + w_4 (P_{w0} - P_w) + w_5 C_p \quad (3.1)$$

waarin:

$w_1 B_{\text{gem}}$

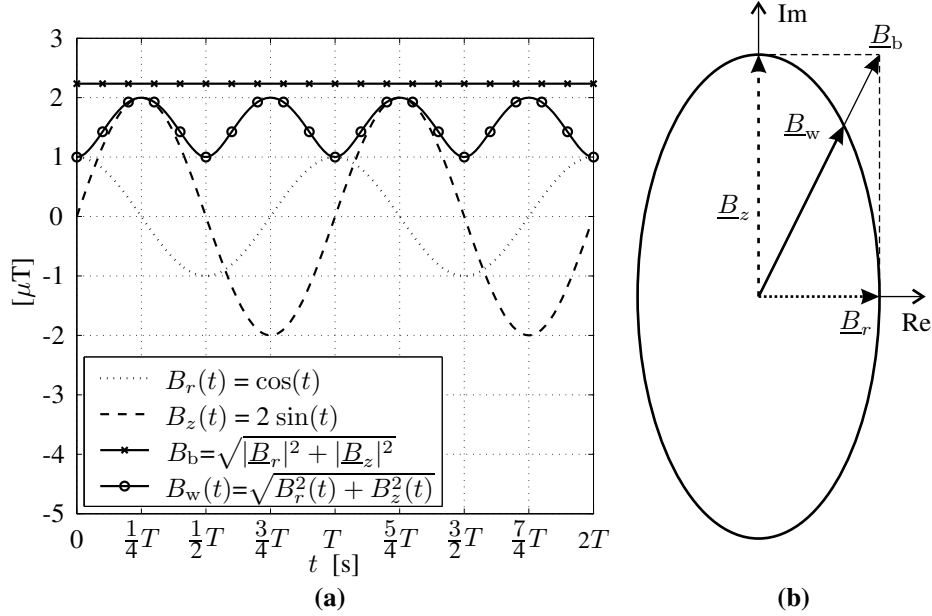
De gemiddelde magnetische inductie  $B_{\text{gem}}$  is de gemiddelde norm van  $\underline{\mathbf{B}}$  in het doelgebied, waarbij in 2D-axisymmetrische problemen  $B_{\text{gem}} = \frac{1}{S_{\text{DG}}} \int_{\text{DG}} |\underline{\mathbf{B}}| \, ds$ . Om de scalair  $B_{\text{gem}}$  te bekomen wordt  $|\underline{\mathbf{B}}|$  geïntegreerd over het hele doelgebied en gedeeld door de oppervlakte van het doelgebied  $S_{\text{DG}}$ . In een bepaald punt  $(r_l, z_l)$  (cilindercoördinaten) wordt  $\underline{\mathbf{B}}$  in dit lineair model vertegenwoordigd door twee ruimtelijke componenten  $\underline{B}_r(r_l, z_l)$  en  $\underline{B}_z(r_l, z_l)$ . Beide componenten zijn complex om de fase aan te geven in de tijdsharmonische berekening. De norm  $|\underline{\mathbf{B}}|$  wordt bekomen door eerst de absolute waarden te nemen van de complexe waarden  $\underline{B}_r$  en  $\underline{B}_z$ . Vervolgens wordt de ruimtelijke norm  $B_b$  berekend:  $B_b = |\underline{\mathbf{B}}| = \sqrt{|\underline{B}_r|^2 + |\underline{B}_z|^2}$ . De integraal van  $B_b$  wordt bepaald door het EE-model. Indien  $\underline{B}_r$  en  $\underline{B}_z$  verschillen in fase, wordt  $B_b$  en dus ook  $B_{\text{gem}}$  enigszins overschat zoals geïllustreerd in figuur 3.5 voor  $\underline{B}_r$  en  $\underline{B}_z$  in kwadratuur: de ogenblikkelijke amplitude  $B_w(t)$  is steeds kleiner dan de berekende  $B_b$ . Bij kleine faseverschuivingen tussen  $\underline{B}_r$  en  $\underline{B}_z$  is de gemaakte fout echter klein.

$w_2 P_p$

Het in warmte omgezet vermogen  $P_p$  in het scherm vertegenwoordigt de exploitatiekost van het passief scherm.

$w_4 (P_{w0} - P_w)$

De beïnvloeding van de magnetische veldbron — m.a.w. de reductie van het magnetisch veld in het gebied waar een sterk veld van de veldbron gewenst is — wordt uitgedrukt m.b.v. een referentievermogen zonder schermen  $P_{w0}$  min het vermogen met schermen aanwezig  $P_w$ . Bij een inductieverhitter bijvoorbeeld moet een gegeven vermogen  $P_w$  gedissipeerd worden in het werkstuk. Door de



Figuur 3.5. (a) Tijdsverloop van  $90^\circ$  in de tijd verschoven veldcomponenten  $B_r(t)$  en  $B_z(t)$ , met aanduiding van de werkelijke ogenblikkelijke amplitude  $B_w(t) = \sqrt{B_r^2(t) + B_z^2(t)}$  en de berekende constante (en te grote) amplitude  $B_b = \sqrt{|\underline{B}_r|^2 + |\underline{B}_z|^2}$ ; (b) Fasorvoorstelling van  $\underline{B}_r$  en  $\underline{B}_z$  in kwadratuur, van de werkelijke, tijdsafhankelijke amplitude  $\underline{B}_w(t)$  die een ellips beschrijft, en van de berekende  $\underline{B}_b$

afscherming zal de warmte in het werkstuk  $P_w$  wijzigen t.o.v. de warmte  $P_{w0}$  indien er geen afscherming is. Neemt de ontwikkelde warmte af ( $P_w < P_{w0}$ ), dan is dit een negatief effect van de schermen omdat meer excitatiestroom nodig is om dezelfde opwarming te bekomen. Neemt de ontwikkelde warmte toe ( $P_w > P_{w0}$ ), dan wordt het positief effect in rekening gebracht doordat de vierde kostterm negatief wordt en dus de kost verlaagt.

$w_5 C_p$

$C_p$  is een maat voor de investeringskost om het scherm te bouwen

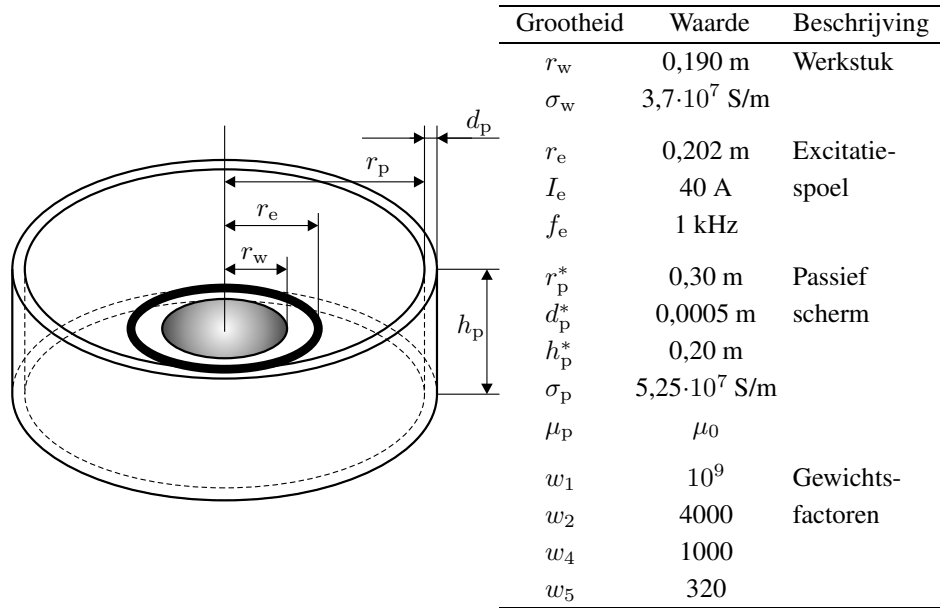
De eenheden van alle termen zijn verschillend, maar de gewichtsfactoren  $w_i$  bepalen hoe sterk elke term de oplossing beïnvloedt. Door een gewichtsfactor nul te kiezen, wordt de corresponderende kostterm uitgeschakeld. Afhankelijk van de toepassing kan de kost nog andere grootheden bevatten, zoals bijvoorbeeld een onderhoudskost (behandeling van ferromagnetisch materiaal tegen roest).

De optimalisatie van een passief scherm kan beschouwd worden als een bijzonder geval van de algemene optimalisatie van actief en passief scherm (paragraaf 3.6.3).



### 3.4.2 Toepassing: een passief scherm voor een inductieverhitter

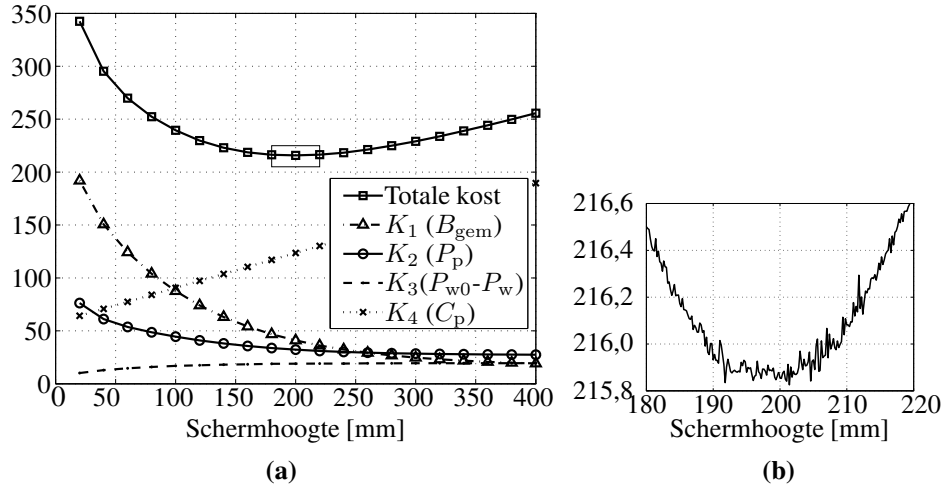
Gegeven is een axisymmetrische inductieverhitter met afmetingen getoond in figuur 3.6 voor de opwarming van een schijfvormig werkstuk. De opwarming gebeurt door het wisselveld van de excitatiespoel. Het doelgebied begint op een radiale afstand van een halve meter, is een meter breed in radiale richting en 1,6 m hoog. In dit doelgebied bedraagt  $B_{\text{gem}}$  289 nT.



Figuur 3.6. De axisymmetrische inductieverhitter met afmetingen en eigenschappen van werkstuk (index w), excitatiespoel (index e) en passief scherm (index p) gegeven in de tabel. De asterisk geeft aan dat de waarde geoptimaliseerd werd, gebruikmakend van de gewichtsfactoren  $w_i$

Gevraagd is een afscherming te ontwerpen in koper die deze veldsterkte zoveel mogelijk verlaagt. Naast  $B_{\text{gem}}$  spelen ook de drie andere kosttermen in de kostenfunctie (3.1) een rol. Als referentievermogen voor de derde kostterm is het gedissipeerd vermogen in het werkstuk gekozen. In de vierde kostterm is  $C_p$  evenredig gekozen met de positie, de dikte en de hoogte, omdat deze een maat zijn voor de hoeveelheid materiaal en plaats die het scherm inneemt. We kiezen de radiale positie  $r_p$  en de dikte van het scherm  $d_p$  vast en gelijk aan de waarden in figuur 3.6. We optimaliseren de hoogte van het scherm die echter begrensd is tussen 0,02 m en 0,40 m.

Figuur 3.7a toont de kosttermen en de totale kost als functie van de hoogte van het passief scherm. De uitvergroting in Figuur 3.7b illustreert dat — t.g.v. onnauwkeurigheden in de EE-berekening — de kostenfunctie niet zo glad is als ze



Figuur 3.7. (a) De verschillende bijdragen tot de kost van een passief scherm, als functie van de hoogte. Het verloop van de totale kost in de kleine rechthoek is uitvergroot in (b) om aan te tonen dat de functie niet glad is

op het eerste gezicht lijkt. Van de verschillende kosttermen kan  $K_1$  — evenredig met de gemiddelde magnetische inductie  $B_{\text{gem}}$  in het doelgebied — beschouwd worden als de belangrijkste kostterm aangezien het doel van het scherm precies de veldvermindering is. Zonder de andere drie kosttermen zou dan ook het hoogste scherm gekozen worden. Met toenemende hoogte daalt  $K_2$  (evenredig met de warmtedissipatie  $P_p$  in het scherm) omdat de kopersectie toeneemt zodat de weerstand afneemt. Kostterm  $K_3$ , evenredig met  $P_{w0} - P_w$ , stijgt met de hoogte omdat een groter scherm de opwarming van het werkstuk meer beïnvloedt. De investeringskost  $K_4$  tenslotte is — zoals reeds vermeld — evenredig met de hoogte.

Het optimum ligt bij  $h_p = 0,20$  m, waar de gemiddelde veldsterkte 45 nT is — dit is 6,4 keer minder dan in het geval zonder scherm. Het is duidelijk dat een hogere  $w_1$  en  $w_2$  een verschuiving van het optimum naar rechts tot gevolg hebben, dus naar hogere  $h_p$  toe. Een hoger scherm zorgt immers voor een betere veldreductie en minder warmteproductie in het scherm. Bij een verhoging van  $w_4$  en/of  $w_5$  zal het optimum zich situeren bij een kleinere  $h_p$ . Een korter scherm beïnvloedt immers het opwarmingsproces minder en vergt een kleinere investeringskost.

Met het oog op het halen van de normen kan een optimalisatie gewenst zijn waarbij een grootte onder een bepaalde drempel moet zijn. Bijvoorbeeld moet de magnetische inductie in het doelgebied onder de limietwaarden van de Europese richtlijn 2004/40/EC zijn of mag de dissipatie een bepaalde waarde niet overschrijden. In dit geval dient in de uitdrukking voor de kost  $K$  de constante gewichtsfactor vervangen te worden door stapsgewijs of continu veranderende gewichtsfunctie die zeer groot wordt naarmate de limiet verder wordt overschreden.

### 3.5 Optimalisatie van een actief scherm

De te optimaliseren variabelen bij het ontwerp van een actief scherm zijn enerzijds de geometrische eigenschappen zoals het aantal compensatiespoelen, hun vorm en positie. Anderzijds moet ook de compensatiestroom in elk van de spoelen worden bepaald voor een gegeven geometrie. Net als bij passieve afscherming is het doel van de optimalisatie een scherm te vinden dat voldoende afscherming teweegbrengt op de gewenste plaatsen en aanvaardbaar is qua elektromagnetische nevenwerkingen.

De kostenfunctie steunt op het superpositieprincipe<sup>3</sup> om voor een gegeven geometrie de kost te bepalen. Indien  $N$  compensatiespoelen een (tijdsharmonische) stroom  $\underline{I}_k$ ,  $k = 1 \dots N$  voeren, is het magnetisch veld in een punt een lineaire combinatie van de velden van elke spoel:  $\underline{B} = \sum_{k=1}^N \underline{b}_k \underline{I}_k$ , waarbij  $\underline{b}_k$  het veld is in het beschouwde punt ten gevolge van spoel  $k$  die 1 Ampère stroom voert terwijl alle andere bronnen afwezig zijn. Voor alle spoelen  $k$  en voor een voldoende aantal punten in het doelgebied wordt  $\underline{b}_k$  berekend door eindige-elementenberekeningen of door de wet van Biot-Savart. Het EE-model is opnieuw quasi-statisch, tijdsharmonisch en lineair. Naast de compensatiespoel worden ook alle geleidende en magnetische voorwerpen gemodelleerd. Het vinden van de optimale  $\underline{I}_k$  is een kleinste kwadratenprobleem dat gedetailleerd is beschreven in paragraaf 3.9. Alle elektromagnetische grootheden kunnen berekend worden door een EE-model van de bron waaraan de compensatiestromen worden toegevoegd als opgedrongen stromen op de juiste positie.

Voor een gegeven positie van de spoelen bekommt men aldus een kost, die gelijkwaardig is aan deze in de vorige paragraaf:

$$K = w_1 B_{\text{gem}} + w_3 P_a + w_4 (P_{w0} - P_w) + w_5 C_p \quad (3.2)$$

De eerste, derde en vierde kostterm werden reeds toegelicht in vorige paragraaf 3.4. De tweede kostterm brengt het vermogen  $P_a$  van het actief scherm in rekening, dat een maat is voor de exploitatiekost van het actief scherm alsook voor de investeringskost van het toestel dat de compensatiestroom genereert. Men kan overwegen om in plaats van het actief vermogen  $P_a$  het schijnbaar vermogen  $|S_a| = |P_a + jQ_a|$  op te nemen in de kostenfunctie, omdat de investeringskost hoger kan zijn indien naast het actief vermogen  $P_a$  ook een groot blindvermogen  $Q_a$  vereist is. Er wordt verondersteld dat het actief scherm weinig vermogen induceert in het passief scherm, zodat  $w_2 P_p$  niet in rekening wordt gebracht.

De posities van de compensatiespoelen worden door het optimalisatie-algoritme zodanig gekozen dat  $K$  minimaal is. Een hoge  $w_1$  zal maximale afscherming

<sup>3</sup>Het superpositieprincipe is enkel geldig indien geen niet-lineaire materialen aanwezig zijn, maar kan met goede benadering toegepast worden indien de niet-lineaire materialen voldoende ver van de spoelen verwijderd zijn.

veroorzaken. Naarmate  $w_3$  en  $w_4$  hoger zijn wordt ook aandacht besteed aan de energiedissipatie en de EMC. Indien de term in  $w_4$  niet wordt gebruikt, kan men de procedure van figuur 3.4b uitvoeren: de eindige-elementenberekeningen van de magnetische veldbron en van de compensatiespoelen die niet worden geoptimaliseerd, kunnen op voorhand éénmalig worden uitgevoerd in plaats van elke keer opnieuw bij elke evaluatie van de kostenfunctie. Dit betekent tijdswinst.

De beschreven optimalisatie van een actief scherm is eveneens te beschouwen als een bijzonder geval van paragraaf 3.6.3.

### 3.6 Optimalisatie van hybride actief en passief scherm

#### 3.6.1 Optimalisatie van een actief scherm met vast passief scherm

De optimalisatie van een actief scherm kan uitgebreid worden door een vast passief scherm toe te voegen. Het passief scherm wordt niet geoptimaliseerd, maar heeft a priori gekozen afmetingen en materiaaleigenschappen. De te optimaliseren variabelen zijn de coördinaten van de  $N$  compensatiespoelen. De uitdrukking voor de kost is identiek aan (3.2) in vorige paragraaf:

$$K = w_1 B_{\text{gem}} + w_3 P_a + w_4 (P_{w0} - P_w) + w_5 C_p \quad (3.3)$$

In zijn eenvoudigste vorm is het verloop van de berekening eveneens identiek, met als enige verschil dat het passief scherm meegenomen wordt in de EE-modellering.

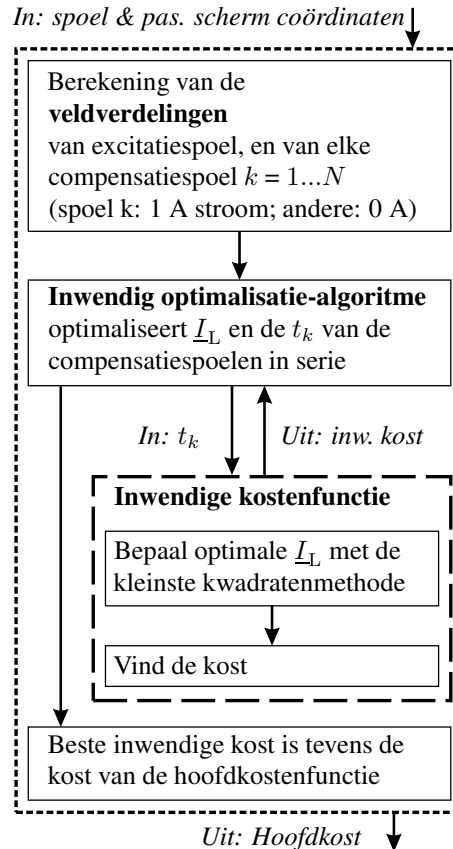
#### 3.6.2 Globale optimalisatie van passief en actief scherm

Onder globale optimalisatie verstaat men het tegelijk optimaliseren van het passief scherm en het actief scherm. De te optimaliseren variabelen zijn de geometrieën van passief en actief scherm.

De kost is de unie van (3.1) en (3.2):

$$K = w_1 B_{\text{gem}} + w_2 P_p + w_3 P_a + w_4 (P_{w0} - P_w) + w_5 C_p \quad (3.4)$$

In zijn eenvoudigste vorm is het verloop van de berekening opnieuw identiek. De eindige-elementenberekening om het spreidingsveld te bepalen modelleert ditmaal bij elke functie-evaluatie een ander passief scherm.



Figuur 3.8. Schema van de kostenfunctie. De inwendige kostenfunctie (streeplijn) krijgt als argumenten de aantallen windingen  $t_k$  van de  $k = 1 \dots N$  compensatiespoelen en dient voor het berekenen van de inwendige kost de compensatie- of laststroom  $\underline{I}_L$  te berekenen

### 3.6.3 Algemene optimalisatie met eindige-elementenmodel

Deze paragraaf beschrijft een algemene kostenfunctie die kan worden gebruikt in de optimalisatie van figuur 3.4 voor het optimaliseren van een actief scherm en/of een passief scherm met een eindige-elementenmodel. Zonder de algemeenheid te schaden beschouwen we een axisymmetrische geometrie in het EE-model. Het actief scherm bestaat dan uit cirkelvormige compensatiespoelen zoals in figuur 2.26. De positie van compensatiespoel  $k$  wordt voorgesteld door haar straal  $r_k$  en haar verticale positie  $z_k$ . Het schema van de kostenfunctie wordt getoond in figuur 3.8. Aan elke deeltaak van de kostenfunctie wordt een paragraaf gewijd.

### De veldverdelingen van excitatiespoel en compensatiespoelen

Om de grootheden in de kostuitdrukking (3.4) te kunnen bepalen, zijn een aantal veldverdelingen nodig die bekomen worden met het eindige-elementenmodel zoals beschreven in paragraaf 2.6.

Een eerste eindige-elementenberekening vindt het magnetisch spreidingsveld van de veldbron — *in casu* het af te schermen toestel — eventueel met een passief scherm reeds aanwezig.

Daarna wordt voor elke compensatiespoel die men wenst te optimaliseren de veldverdeling bepaald: voor elke spoel  $k$  met gegeven positie  $(r_k, z_k)$  bepaalt een eindige-elementenberekening de magnetische veldverdeling van deze spoel voor 1 A stroom in deze spoel en 0 A in alle andere spoelen. In deze berekening zijn eventuele passieve afscherming(en) gemodelleerd, maar de af te schermen magnetische veldbron of excitatiespoel niet. We veronderstellen voor de eenvoud dat alle  $N$  de compensatiespoelen worden geoptimaliseerd. Bij elke evaluatie van de kostenfunctie zijn dan  $N + 1$  eindige-elementenberekeningen nodig: één om het spreidingsveld van de bron te bepalen en één om van elk van de  $N$  compensatiespoelen de veldverdeling te vinden.

Indien het passief scherm niet moet geoptimaliseerd worden, kan het algoritme echter gebruik maken van vooraf berekende configuraties om rekentijd te sparen. Men kiest dan het schema van figuur 3.4b en voert de EE-berekeningen van de veldbron en van alle vaste compensatiespoelen (waarvan de positie niet wordt geoptimaliseerd) uit in het initialisatiegedeelte in plaats van in de kostenfunctie. Tijdens de optimalisatie worden ook alle berekende veldverdelingen van de compensatiespoelen getabelleerd en opgeslagen in het geheugen. Telkens het optimalisatie-algoritme een reeds eerder berekende veldverdeling vraagt, hoeft ze niet meer berekend te worden, zodat het aantal EE-berekeningen in de kostenfunctie eventueel zelfs tot nul kan herleid worden. Deze maatregel is enkel tijdsbesparend wanneer het aantal mogelijke spoelposities beperkt is. Daarom hebben de spoelen discrete posities met een resolutie van b.v. 10 mm. Bij de globale optimalisatie is de tijdswinst niet mogelijk. Voor een willekeurige compensatiespoel zijn er immers vier vrijheidsgraden: de  $r$ - en  $z$ -coördinaat van de spoel, de hoogte van het passief scherm en de straal van dit scherm. Het aantal te tabelleren veldverdelingen zou onrealistisch groot worden zodat men figuur 3.4a dient te kiezen en in elke kostenfunctie  $N + 1$  EE-berekeningen uitvoeren.

### Inwendig optimalisatie-algoritme

Eens de veldverdelingen gekend dient men de optimale compensatiestroom te berekenen. Dit kan d.m.v. een kleinste kwadratenmethode (KKM) uitgelegd in

paragraaf 3.9.1. Door de KKM wordt een lineaire combinatie gezocht van de veldverdelingen van de  $N$  compensatiespoelen — elke veldverdeling is veroorzaakt door 1 A stroom in één compensatiespoel — zodanig dat het resulterend veld in elk punt van het doelgebied ongeveer tegengesteld is aan het veld van de excitatiespoel. De coëfficiënten in de lineaire combinatie zijn dan de gezochte  $N$  onafhankelijke stromen, één voor elke compensatiespoel. Om deze afscherming in de praktijk te bouwen, zijn dan ook  $N$  stroomvoedingen nodig.

In de kostenfunctie van figuur 3.8 wordt geopteerd voor een minder dure oplossing die een lagere kost vraagt om te verwezenlijken, maar die een tweede optimalisatie vereist. De oplossing bestaat erin alle spoelen in serie te plaatsen om de installatiekost van de voeding van het actief scherm laag te houden. In de plaats van  $N$  compensatiestromen wenst men slechts één compensatiestroom alsook de aantallen windingen van alle compensatiespoelen te optimaliseren. Om deze te vinden is een tweede optimalisatie nodig, genesteld binnenin de kostenfunctie van de hoofdoptimalisatie (figuur 3.8). Deze inwendige optimalisatie zoekt de optimale windingsaantallen  $t_k$  terwijl de KKM nog slechts één compensatiestroom  $\underline{I}_L$  vindt. De totale stroom in compensatiespoel  $k$  is  $t_k \underline{I}_L$ .

De reden om deze inwendige optimalisatie te implementeren voor  $t_k$ , is het feit dat de windingsaantallen gehele getallen moeten zijn. Men kan dus niet zoals bij de KKM de  $N$  totale stromen  $t_k \underline{I}_L$  optimaliseren omdat dit  $N$  onafhankelijke stromen oplevert die geen veelvoud zijn van een gemeenschappelijke  $\underline{I}_L$ . Vandaar dat geopteerd wordt voor een genetisch optimalisatie-algoritme (paragraaf 3.10.3) dat discrete variabelen kan optimaliseren.

### Inwendige kostenfunctie — de optimale compensatiestroom

Net als de hoofdkostenfunctie krijgt de inwendige kostenfunctie een aantal argumenten ter beschikking om er een kost mee te berekenen. De argumenten van de inwendige kostenfunctie — tevens de te optimaliseren variabelen — zijn de aantallen windingen  $t_k$ ,  $k = 1 \dots N$  van de compensatiespoelen.

Het kleinste kwadratenalgoritme (paragraaf 3.9.2) wordt nu gebruikt binnenin de inwendige kostenfunctie om de optimale compensatiestroom te berekenen. Uiteraard kan de inwendige kostenfunctie hiervoor de reeds berekende veldverdelingen gebruiken. Aangezien de veldverdelingen bepaald zijn voor vaste posities van de compensatiespoelen, is het duidelijk dat de inwendige optimalisatie allerminst de *geometrie* van het actief scherm optimaliseert, maar enkel de *aantallen windingen* van de compensatiespoelen. De geometrie wordt geoptimaliseerd door het hoofdoptimalisatie-algoritme.

### Inwendige kostenfunctie — de kost

Nu de vereiste elektromagnetische grootheden zoals veldverdelingen en compensatiestroom gekend zijn, wordt vervolgens de inwendige kost  $K_{\text{inw}}$  bepaald, verbonden met de gegeven windingsaantallen  $t_k$ :

$$K_{\text{inw}} = w_1 B_{\text{gem}} + w_2 P_{\text{p}} + w_3 P_{\text{a}} + w_4 (P_{\text{w0}} - P_{\text{w}}) + w_5 C_{\text{p}} \quad (3.5)$$

waarvan de vijf kosttermen reeds werden uitgelegd in paragrafen 3.4 en 3.5. Hoewel op het eerste zicht kostterm 1 de enige gewenste is — men wil immers een laag veld bereiken — zijn de andere vier onontbeerlijk. Kostterm twee en drie zorgen ervoor dat het gedissipeerde vermogen in de scherm binnen de perken blijft. De vierde en vijfde term zijn noodzakelijk om het optimalisatie-algoritme te verhinderen de afscherming te realiseren met grote schermen zeer kort bij de magnetische veldbron. Dit verstoort de werking van de bron.

De kost  $K$  van de hoofdkostenfunctie tenslotte is de geoptimaliseerde inwendige kost:  $K = \min(K_{\text{inw}})$ . Aldus vertegenwoordigt de hoofdkost

$$K = \min[w_1 B_{\text{gem}} + w_2 P_{\text{p}} + w_3 P_{\text{a}} + w_4 (P_{\text{w0}} - P_{\text{w}}) + w_5 C_{\text{p}}] \quad (3.6)$$

de kost van een actief scherm met een *gegeven geometrie* en met *geoptimaliseerde compensatiestroom en aantallen windingen*. Anders geformuleerd: het hoofdoptimalisatie-algoritme optimaliseert de geometrie van het actief scherm, maar binnen elke evaluatie van de hoofdkostenfunctie worden de compensatiestroom en de windingsaantallen van het scherm geoptimaliseerd.

### 3.6.4 Algemene optimalisatie met analytisch model

De analytische kostenfunctie maakt geen gebruik van eindige-elementenmethoden. De kost wordt dan ook zeer snel berekend. Aangezien analytische uitdrukkingen enkel beschikbaar zijn voor eerder eenvoudige problemen, dient men voor meer ingewikkelde geometrieën een aantal benaderingen — lees vereenvoudigingen — door te voeren. Hierdoor is de analytische kostenfunctie minder nauwkeurig.

De analytische kostenfunctie heeft dezelfde structuur als de kostenfunctie van paragraaf 3.6.3 en figuur 3.8. Het enige verschil situeert zich in de eerste stap, namelijk het bepalen van de veldverdelingen.



### De veldverdelingen van excitatiespoel en compensatiespoelen

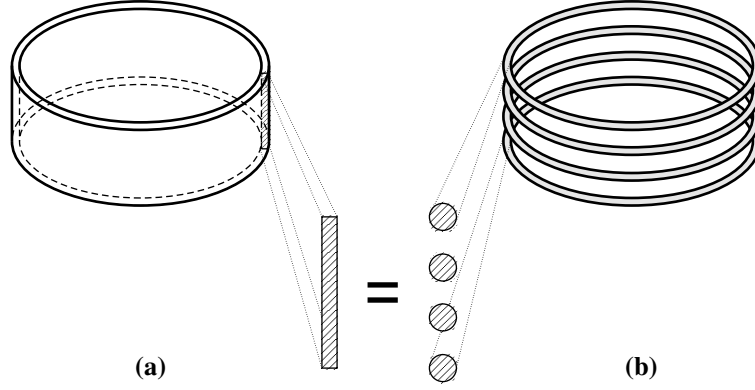
De veldverdelingen worden in het analytisch model niet berekend met de eindig-elementenmethode, maar wel met de circuitmethode.

Zoals uitgelegd in paragraaf 2.5 wordt in de circuitmethode het passief scherm vervangen door een rooster van equivalente geleiders. Beschouwen we opnieuw een axisymmetrische geometrie met het cilindervormig passief scherm van figuur 3.9a, dan zijn de equivalente geleiders geen rechte staven, maar wel de cirkelvormige spoelen met gepaste diameter getoond in figuur 3.9b. Uiteraard wordt elke spoel voorgesteld door haar weerstand, zelfinductie en mutuele inductie met alle andere spoelen. Hoewel alle andere voorwerpen die opgedrongen of geïnduceerde stroom kunnen voeren (waaronder de excitatiespoel) ook kunnen gemodelleerd worden door equivalente spoelen (figuur 3.10a), worden ze voorgesteld door een spanningsbron in het resulterend elektrisch netwerk van figuur 3.10b. De bronnen  $\underline{U}_l$  met  $l = 1 \dots M$  vertegenwoordigen de geïnduceerde spanningen in de equivalente spoelen  $l$  van het vervangen passief scherm. Bij de berekening van de  $\underline{U}_l$  zijn de equivalente spoelen gemodelleerd als open, stroomloze spoelen. Bijgevolg — aangezien alle equivalente spoelen open zijn — worden de  $\underline{U}_l$  veroorzaakt door het onverstoord magnetisch veld, opgewekt door de excitatiespoel en met alle andere objecten in het domein (behalve het vervangen passief scherm) aanwezig. De geïnduceerde spanningen worden berekend door een (a priori) eindig-elementenberekening van de niet-afgeschermd bron. Deze voorstelling als spanningsbron van het spreidingsveld heeft als voordelen dat het spreidingsveld nauwkeuriger is gemodelleerd en dat ook ferromagnetische objecten gemodelleerd kunnen worden. De analytische uitdrukkingen in het model (zie verder) kunnen immers enkel niet-ferromagnetische voorwerpen in rekening brengen. Het nadeel van het gebruik van de  $\underline{U}_l$  is dat de term  $(P_{w0} - P_w)$  in de kostuitdrukking (3.6) — de beïnvloeding van de magnetische bron — niet kan berekend worden.

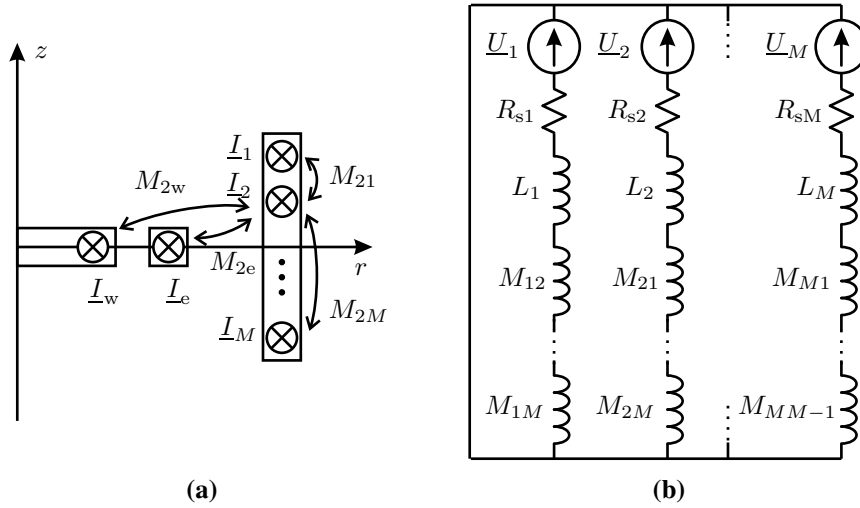
Eerst moeten de componenten in figuur 3.10b worden berekend aan de hand van gekende analytische formules voor niet-ferromagnetische passieve schermen (afscherming door wervelstroom).

De **weerstand** van spoel  $l$  is  $R_{sl} = \rho_s c_l / S$ , waarin  $\rho_s$  de resistiviteit is van het passief scherm,  $c_l = 2\pi R_l$  de omtrek van spoel  $l$  met straal  $R_l$  en  $S$  de sectie van een spoel. De secties  $S$  van de spoelen en bijgevolg ook hun stralen worden gelijk gekozen en wel zo dat de sectie van alle spoelen te samen gelijk is aan de sectie van het passief scherm. Het passief scherm wordt als het ware hersmolten tot een structuur van toroïdale staven.

De **zelfinductie** van spoel  $l$  met straal  $R_l$  en draadstraal  $r_l$  wordt bepaald met de



Figuur 3.9. Het passief scherm in (a) wordt vervangen door een aantal equivalente, mutueel gekoppelde spoelen in (b). De sectie van het passief scherm is gelijk aan de secties van alle equivalente spoelen samen

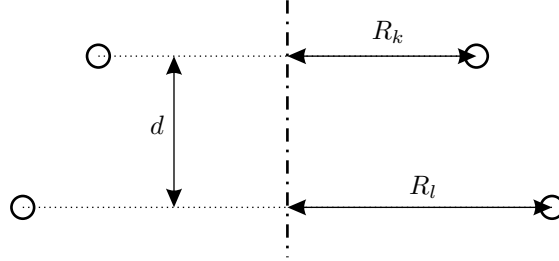


Figuur 3.10. Het passief scherm wordt vervangen door een aantal equivalente, mutueel gekoppelde spoelen met één winding in (a), wat resulteert in het elektrisch netwerk (b). De mutuele koppeling van spoel  $l$  in het scherm met de excitiespoel en het werkstuk is vervangen door een spanningsbron  $\underline{U}_l$

formule van Wien [Rosa1908]:

$$L_l = \mu_0 R_l \left[ \left( 1 + \frac{r_l^2}{8R_l^2} \right) \ln \left( \frac{8R_l}{r_l} \right) - 0,0083 \frac{r_l^2}{R_l^2} - 1,75 \right] \quad (3.7)$$

Voor de **mutuele inductie** tussen de twee spoelen in figuur 3.11 met stralen  $R_k$  en  $R_l$  en op afstand  $d$  wordt gebruik gemaakt van Maxwell's formule in elliptische



Figuur 3.11. Twee gekoppelde spoelen

integralen [Rosa1908]:

$$M_{kl} = \mu_0 \sqrt{R_k R_l} \left[ \left( \frac{2}{\sqrt{m}} - \sqrt{m} \right) K(m) - \frac{2}{\sqrt{m}} E(m) \right] \quad (3.8)$$

De constante  $m$  is gedefinieerd als

$$m = \frac{4R_k R_l}{(R_k + R_l)^2 + d^2} \quad (3.9)$$

en de complete elliptische integralen van de eerste en de tweede soort zijn

$$K(m) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\theta}{\sqrt{1 - m \sin^2 \theta}}$$

$$E(m) = \int_0^{\pi/2} \sqrt{1 - m \sin^2 \theta} d\theta.$$

Wanneer alle weerstanden, zelfinducties en mutuele inducties tussen alle aanwezige spoelen gekend zijn, kunnen de stromen worden berekend door oplossen van het netwerk in figuur 3.10b. Het circuitmodel is in axisymmetrische versie relatief eenvoudig, omdat de stromen enkel in azimuthale richting lopen. Bijgevolg is het niet nodig verticale lijnstukken te voorzien die de spoelen elektrisch met elkaar verbinden.

Het magnetisch veld in het punt  $(r, z)$  van spoel  $l$  met straal  $R_l$  en stroom  $\underline{I}_l$  volgt uit de wet van Biot-Savart [Smythe1950]:

$$\underline{B}_{r,l}(r, z) = \frac{\mu_0 \underline{I}_l}{2\pi R_l} \frac{\gamma}{\sqrt{Q}} \left[ \frac{1 + \alpha^2 + \beta^2}{Q - 4\alpha} E(m) - K(m) \right]$$

$$\underline{B}_{z,l}(r, z) = \frac{\mu_0 \underline{I}_l}{2\pi R_l} \frac{1}{\sqrt{Q}} \left[ \frac{1 - \alpha^2 - \beta^2}{Q - 4\alpha} E(m) + K(m) \right] \quad (3.10)$$

waarin  $E(m)$  en  $K(m)$  de reeds gedefinieerde elliptische integralen zijn en

$$\alpha = \frac{r}{R_l}, \quad \beta = \frac{z}{R_l}, \quad \gamma = \frac{z}{r}$$

$$m = \frac{4\alpha}{Q}$$

$$Q = (1 + \alpha)^2 + \beta^2.$$

De volledige veldverdeling van de excitatiespoel plus passief scherm vereist de evaluatie van (3.10) in alle beschouwde punten van het doelgebied.

De  $N$  veldverdelingen van de  $N$  compensatiespoelen worden eveneens berekend met (3.10), waarbij de compensatiestroom gelijk aan 1 A wordt gesteld.

### Inwendig optimalisatie-algoritme en inwendige kostenfunctie

Het inwendig optimalisatie-algoritme en de inwendige kostenfunctie zijn identiek aan deze in de kostenfunctie met eindige-elementen. Toch leveren beide kostenfuncties een andere kost af voor een identiek scherm. Het is nuttig een samenvatting te maken van de benaderingen in het analytisch model die dit model verschillend maken van het model met EE.

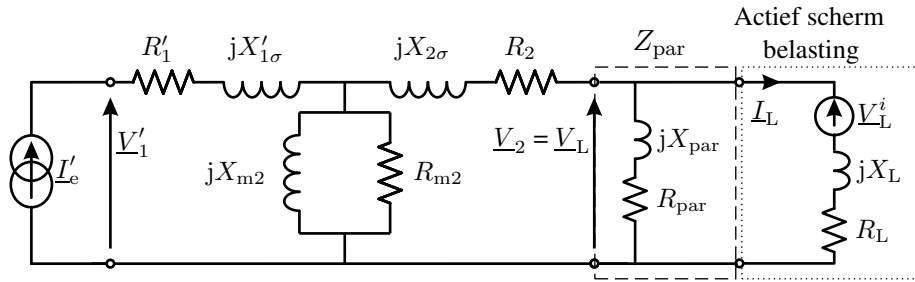
- Het vervangen van het continue dunne scherm door een aantal spoelen met discrete posities is nauwkeurig indien het aantal spoelen voldoende hoog is.
- Aangezien de stroomverdeling in de equivalente spoelen uniform verondersteld wordt, is stroomverdringing niet in rekening gebracht. Bijgevolg is de methode enkel geldig voor schermen die dunner zijn dan de indringdiepte. Dikke schermen kunnen echter ook gemodelleerd worden indien meer dan één rij spoelen beschouwd wordt [Clairmont1999].
- De keuze om de magnetische bron te modelleren door middel van een spanningsbron in het netwerk (en niet als een aantal mutueel gekoppelde spoelen), maakt het praktisch onmogelijk om één van de kosttermen — namelijk de beïnvloeding van de magnetische bron door het scherm — te bepalen. Deze term wordt nul in de analytische kostenfunctie.

## 3.7 Optimalisatie van transformator op excitatiespoel

De afscherming wordt gerealiseerd door een aantal compensatiespoelen die gevoed worden door een stroomtransformator — in het overzicht van figuur 3.2

aangeduid als “Exc” en “Exc.+Passief” indien er een passief scherm wordt toegevoegd. Op de voeding van de compensatiespoelen na is er geen verschil met een actieve afscherming (eventueel met passief scherm). Het ontwerp van deze afscherming begint dan ook met de optimalisatie van een hybride actieve en passieve afscherming zoals beschreven in paragraaf 3.6.

Eens de afscherming geoptimaliseerd, dient men de transformator te kiezen en een gepaste impedantie in te voegen zodat de juiste compensatiestroom  $I_L$  ontstaat in de actieve afscherming waarvan de geometrie en de impedantie nu gekend zijn. De transformator heeft het vervangingsschema getoond in figuur 3.12. De accenten bij de grootheden van de primaire wikkeling geven aan dat de grootheden omgerekend zijn naar de secundaire wikkeling zoals uitgelegd in [Dupré2004] of [Melkebeek2001]. Aan primaire zijde wordt de transformator gevoed door een stroombron, namelijk de excitatiestroom. De transformator heeft een kortsluitimpedantie  $Z'_{k1} + Z_{k2}$  met  $Z'_{k1} = R'_1 + jX'_{1\sigma}$  en  $Z_{k2} = R_2 + jX_{2\sigma}$  en een magnetiseringstak  $R_{m2} \parallel jX_{m2}$ . Het actief scherm — de belasting van de transformator — bestaat uit een weerstand  $R_L$  in serie met een spreidingsreactantie<sup>4</sup>  $jX_L$  en een mutuele inductie die de koppeling met het magnetisch hoofdveld weergeeft. De mutuele inductie is in figuur 3.12 voorgesteld door een spanningsbron  $V_L^i$  die de geïnduceerde spanning voorstelt. Het voordeel van de modellering met een spanningsbron is dat de  $V_L^i$  nauwkeurig kan worden bepaald door één EE-berekening voorafgaand aan de optimalisatie. De impedantie en geïnduceerde spanning in de last kunnen ofwel experimenteel ofwel uit de eindige-elementenberekening gehaald worden.



Figuur 3.12. Vervangingsschema van een éénfasige transformator met het actief scherm als belasting en een goedgekozen parallel geschakelde impedantie  $Z_{par}$  om de juiste compensatiestroom  $I_L$  te bekomen

Voor de berekening is het nuttig een Norton vervangingsschema op te stellen van de transformator zoals in figuur 3.13. Dit bestaat uit een stroombron  $I_{nor}$  in pa-

<sup>4</sup>  $X_L$  wordt spreidingsreactantie genoemd omdat de met  $X_L$  corresponderende veldlijnen niet gekoppeld zijn met de excitatiespoel.

rallel met een impedantie  $Z_{\text{nor}}$ :

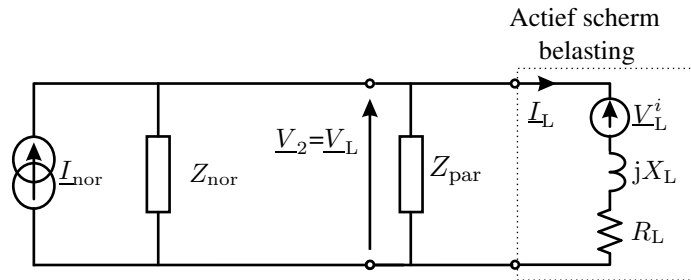
$$Z_{\text{nor}} = Z_{k2} + Z_{m2} \text{ met } Z_{m2} = \frac{R_{m2} jX_{m2}}{R_{m2} + jX_{m2}}$$

$$\underline{I}_{\text{nor}} = \frac{Z_{m2}}{Z_{k2} + Z_{m2}} \underline{I}_e$$

De impedantie  $Z_{\text{par}}$  die nodig is om de gewenste spanning  $\underline{V}_L$  en stroom  $\underline{I}_L$  in de last met impedantie  $Z_L = R_L + jX_L$  te krijgen, kan nu onmiddellijk bepaald worden:

$$Z_{\text{par}} = \frac{\underline{V}_L}{\underline{I}_{\text{par}}} = \frac{Z_L \underline{I}_L + \underline{V}_L^i}{\underline{I}_{\text{nor}} - \frac{\underline{V}_L}{Z_{\text{nor}}} - \underline{I}_L} = \frac{Z_{\text{nor}} \underline{V}_L}{\underline{I}_{\text{nor}} Z_{\text{nor}} - \underline{V}_L - Z_{\text{nor}} \underline{I}_L} \quad (3.11)$$

Om een transformator te ontwerpen die voor het actief scherm de compensatiestroom met optimale amplitude en fase produceert, is de werkwijze de volgende. Men kiest eerst een stroomtransformator en men berekent  $Z_{\text{nor}}$  en  $\underline{I}_{\text{nor}}$ . Met de gevonden waarden levert (3.11) de benodigde  $Z_{\text{par}}$ . De stroomtransformator is een goede keuze indien  $|Z_{\text{par}}|$  voldoende hoog is zodat niet te veel stroom nutteloos wordt verspild in deze “bypass”-impedantie. Verder moet het reëel deel van  $Z_{\text{par}}$  positief zijn omdat een passieve impedantie met negatief reëel deel niet kan gerealiseerd worden. Eens de stroomtransformator gekozen zal de bijhorende  $Z_{\text{par}}$  zorgen voor de correcte compensatiestroom  $\underline{I}_L$  in het actief scherm.



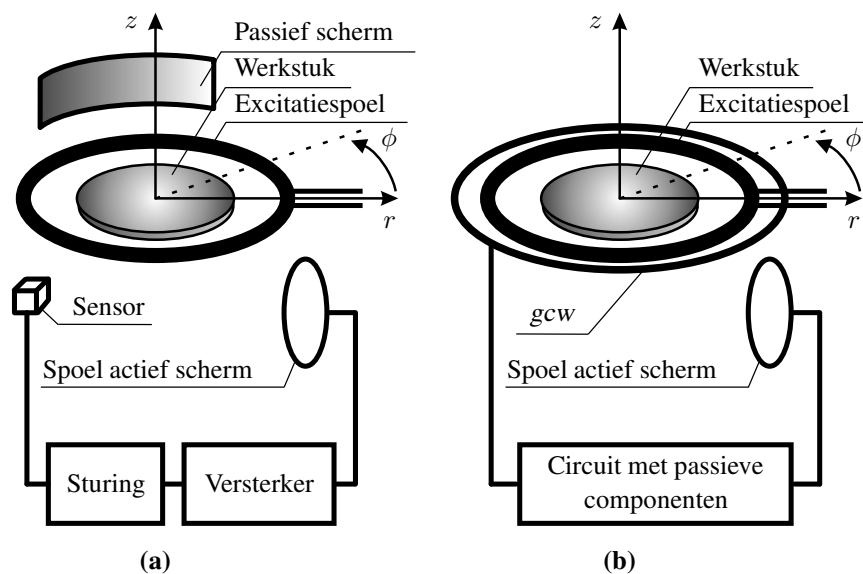
Figuur 3.13. Norton equivalent schema van de transformator met het actief scherm als belasting

### 3.8 Optimalisatie van een actief scherm met genererende compensatiewikkeling

#### 3.8.1 Spreidingsflux-transformator voor afscherming van magnetisch veld

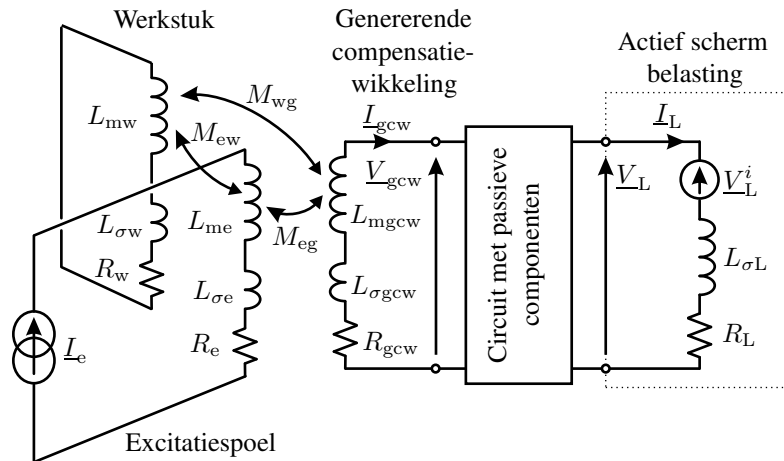
Een passieve en actieve afscherming zoals in figuur 3.14a hebben “economische” nadelen: in het passief scherm veroorzaken wervelstromen en/of hysteresisverliezen ongewenste energiedissipatie. Het actief scherm is duur en dissipeert ook energie: het heeft een sturing nodig die voortdurend de optimale compensatiestroom aanpast en een vermogensomzetter of versterker die deze stroom genereert in de compensatiespoelen.

In deze paragraaf wordt het passief scherm vervangen door een wikkeling, gelijkwaardig aan [Walling1993], waar het veld van een hoogspanningslijn wordt afgeschermd d.m.v. een boven de grond opgehangen passieve, lusvormige kabel die is afgesloten met de gepaste impedantie. Het vermogen opgewekt in deze “genererende compensatiewikkeling” (gcw) wordt gebruikt om het actief scherm te voeden (figuur 3.14b). Zo wordt de gcw de derde wikkeling van de transformatie-



Figuur 3.14. Principe van passieve en actieve afscherming, geïllustreerd bij een inductieverhitter: (a) het passief scherm dissipeert het geïnduceerd vermogen en het actief scherm wordt gevoed door een externe voedingsbron; (b) het passief scherm is een wikkeling van een transformator die het actief scherm voedt

tor in figuur 3.15. De eerste wikkeling is de excitatiespoel met hoofdzelfinductie  $L_{me}$ , spreidingszelfinductie  $L_{\sigma e}$  en weerstand  $R_e$ . De excitatiestroom is een wisselstroom met constante amplitude die de hoofdflux voor het opwarmingsproces creëert. De tweede wikkeling is — nog steeds met de inductieverhitter als voorbeeld — het geleidende werkstuk: een kortgesloten wikkeling met een kortsluitstroom die de hoofdflux van de transformator tegenwerkt en tracht te verminderen. De derde wikkeling is de gcw. Van deze wikkeling worden de opgewekte stroom  $I_{gcw}$  en spanning  $V_{gcw}$  aangepast door een elektrisch circuit en dan doorgegeven aan de andere compensatiespoelen. Deze drie wikkelingen van de transformator zijn gekoppeld door mutuele inductanties  $M_{ew}$ ,  $M_{eg}$ , en  $M_{wg}$ , in figuur 3.15 voorgesteld door dubbele pijlen. Eigenlijk zijn de compensatiespoelen ook gekoppeld met de transformatorspoelen. Bijgevolg wordt het actief scherm gemodelleerd door de weerstand  $R_L$ , de inductantie  $L_{\sigma L}$  en de spanningsbron  $V_L^i$ . Deze laatste stelt de geïnduceerde spanning voor in de hoofdinductantie  $L_{mL}$ . Het is duidelijk dat de gcw slechts met een klein deel van de flux van de excitatiespoel gekoppeld is, en niet met het grootste deel zoals bij de transformator in paragraaf 3.7. Zeker in het geval van een inductieverhitter waar het kortgesloten werkstuk het grootste gedeelte van de hoofdflux wegneemt, wordt de spanning in de gcw geïnduceerd door de resterende “spreidingsflux”, zijnde het gedeelte van de excitatieflux die zich sluit via de ruimte rondom het toestel (inclusief het af te schermen doelgebied). Deze transformator kan omschreven worden als een “spreidingsflux-transformator”. Paragraaf 3.8.2 beschrijft het algoritme dat het actief scherm met de gcw optimaliseert voor een gegeven geometrie van de af te schermen elektrische installatie.



Figuur 3.15. Transformator bestaande uit de excitatiespoel, het werkstuk en de genererende compensatiewikkeling van het actief scherm. Elke wikkeling heeft haar eigen hoofdinductantie  $L_m$ , spreidingsinductantie  $L_\sigma$  en weerstand  $R$



### 3.8.2 Optimalisatie-algoritme en kostenfunctie

Een globaal geoptimaliseerde afscherming waarbij zowel de spreidingsflux-transformator als de actieve afscherming samen worden ontworpen, is een stuk ingewikkelder dan de werkwijze van paragrafen 3.6 en paragraaf 3.7. Daar werd eerst een hybride actief en passief scherm ontworpen en werd *a posteriori* een voeding of een transformator begroot om het actief scherm te voeden. Bij de spreidingsflux-transformator is dit niet mogelijk omdat de transformator het spreidingsveld wijzigt zodat de oorspronkelijk berekende afscherming niet meer correct werkt.

Ondanks de toegenomen complexiteit blijft de structuur van de optimalisatie deze van figuur 3.4. Ook de gebruikte kostenfunctie, getoond in figuur 3.16, lijkt op deze van figuur 3.8. De functie wordt deel per deel besproken in volgende paragrafen.

#### De veldverdelingen van excitatiespoel, gcw en compensatiespoelen

Om de compensatiestroom te optimaliseren heeft de kostenfunctie de veldverdelingen nodig van de excitatiespoel, van elk van de  $N$  compensatiespoelen en ook van de gcw. Het eindige-elementenmodel wordt gebruikt, niet alleen om de veldverdeling te berekenen en te bewaren<sup>5</sup>, maar ook om de zelfinducties van alle spoelen te berekenen.

#### Inwendig optimalisatie-algoritme

Nadat alle nodige veldverdelingen bepaald zijn, zoekt de kostenfunctie de optimale compensatiestroom  $\underline{I}_L$ , de optimale gcw-stroom  $\underline{I}_{gcw}$  en de optimale aantallen windingen  $t_k$ ,  $k = 1 \dots N$  van de compensatiespoelen. Hiertoe wordt een inwendig optimalisatie-algoritme aangewend, genesteld binnen de kostenfunctie van het hoofdalgoritme, dat voor een gegeven geometrie van gcw en actief scherm bovenvermelde grootheden optimaliseert a.d.h.v. een inwendige kostenfunctie.

#### Inwendige kostenfunctie

De te optimaliseren argumenten van de inwendige kostenfunctie zijn net als in paragraaf 3.6 de aantallen windingen van de compensatiespoelen. Voor de optima-

<sup>5</sup>Door veldverdelingen te bewaren wordt rekentijd uitgespaard: een veldverdeling wordt niet meer berekend als ze reeds eerder werd bepaald. Net als in paragraaf 3.6.3 kunnen de spoelposities slechts een beperkt aantal discrete waarden aannemen om het aantal mogelijke posities en bijgevolg het aantal te bewaren veldverdelingen te begrenzen.

lisatie met gcw komt er nog één argument bij: de totale stroom  $\underline{I}'_{gcw} = t_{gcw}\underline{I}_{gcw}$  in de gcw, zijnde de werkelijke stroom  $\underline{I}_{gcw}$  maal het aantal windingen  $t_{gcw}$ .

De inwendige kostenfunctie van figuur 3.16 berekent eerst de optimale stroom  $\underline{I}_L$  in het actief scherm voor vooropgestelde aantallen windingen en vooropgestelde amplitude en fase van  $\underline{I}_{gcw}$ . Daartoe worden de veldverdelingen van de excitatie-spoel, gcw en alle compensatiespoelen gebruikt in een kleinste kwadratenroutine die beschreven is in paragraaf 3.9.2.

Vervolgens worden de passieve componenten van het elektrisch circuit gezocht zodat de gegeven gcw-stroom  $\underline{I}_{gcw}$  en de corresponderende geïnduceerde spanning  $\underline{V}_{gcw}$  de optimale stroom  $\underline{I}_L$  genereren in het actief scherm met gegeven impedantie (figuur 3.15).

De inwendige kostenfunctie eindigt door een kost  $K$  te associëren aan de afscherming bestudeerd op dat moment van de optimalisatie-procedure. Het bepalen van de passieve componenten en de kost wordt uitgediept in volgende paragrafen.

De laagste kost gevonden bij de inwendige optimalisatie is ook de kost van de hoofdkostenfunctie. Deze kost correspondeert met de beste aantallen windingen en de beste  $\underline{I}_{gcw}$  voor een vooropgestelde geometrie van gcw en actief scherm.

### Inwendige kostenfunctie — de passieve componenten in het elektrisch circuit

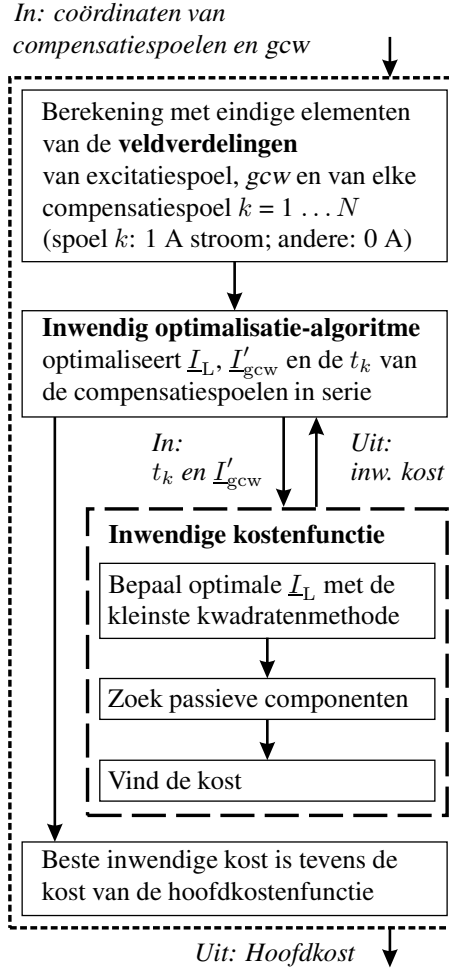
Eens de optimale compensatiestroom  $\underline{I}_L$  gekend is, kan de inwendige kostenfunctie het elektrisch circuit ontwerpen dat de stroom  $\underline{I}_L$  genereert in het actief scherm — zie figuur 3.15. Figuur 3.17 toont in het complexe vlak de vector  $\underline{I}_L$  die moet geconstrueerd worden gebruik makend van vector  $\underline{I}_{gcw}$ . We herhalen dat de geïnduceerde stroom en spanning in de gcw constant zijn binnen de inwendige kostenfunctie:  $\underline{I}'_{gcw} = \underline{I}_{gcw}t_{gcw}$  is een ingangsvariabele<sup>6</sup> en  $\underline{V}'_{gcw} = \underline{V}_{gcw}/t_{gcw}$  wordt bepaald door de eindige-elementenberekening die ook de veldverdeling van de excitatiespoel berekent.  $t_{gcw}$  is het aantal windingen van de gcw.

De spanning  $\underline{V}_L$  die nodig is om  $\underline{I}_L$  te genereren:

$$\underline{V}_L = \sum_{k=1}^N [\underline{V}_{L,k}^i + (R_{L,k}t_k + j\omega L_{\sigma L,k}t_k^2) \underline{I}_L] \quad (3.12)$$

kan bepaald worden gebruik makend van de aantallen windingen  $t_k$ , de weerstand  $R_{L,k}$ , de inductantie  $L_{\sigma L,k}$  en de geïnduceerde spanning  $\underline{V}_{L,k}^i$  in spoel  $k$ . De laatste twee waarden zijn berekend door de eindige-elementenberekeningen die de veldverdelingen van de compensatiespoelen bepalen. Merk op dat in (3.12) enkele benaderingen zijn doorgevoerd: alle mutuele inductanties tussen twee compen-

<sup>6</sup>Het accent verwijst naar de grootheid wanneer enkel 1 winding in de gcw aanwezig is.



Figuur 3.16. Schema van de kostenfunctie voor optimalisatie van een actief scherm met gcw. Het inwendige optimalisatie-algoritme optimaliseert de windingsaantallen  $t_k$  van de compensatiespoelen en de totale stroom  $I'_{gcw} = t_{gcw} I_{gcw}$  in de gcw. Hiertoe wordt in de inwendige kostenfunctie de optimale compensatiestroom  $\underline{I}_L$  berekend alsook de componenten in het elektrisch netwerk van figuren 3.18a of 3.18b

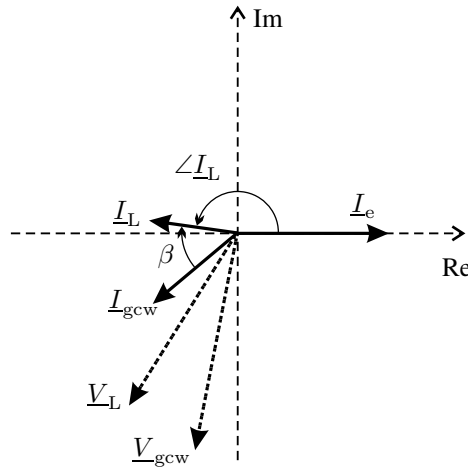
satiespoelen en tussen een compensatiespoel en de gcw zijn verwaarloosd;  $\underline{V}_{L,k}^i$  is de spanning geïnduceerd in spoel  $k$  enkel te wijten aan de excitatiespoel;  $L_{\sigma L,k}$  is de zelfinductie per winding van spoel  $k$  in plaats van de spreidingsinductantie.

Nu zijn de uitgangen  $\underline{V}_L$  en  $\underline{I}_L$  van het circuit gekend, en ook de ingangen  $\underline{V}_{gcw} = \underline{V}'_{gcw} t_{gcw}$  en  $\underline{I}_{gcw} = \underline{I}'_{gcw} / t_{gcw}$  — op het aantal windingen  $t_{gcw}$  van de gcw na. De stroom  $\underline{I}'_{gcw}$  is immers een argument van de inwendige kostenfunctie en kan daarom beschouwd worden als gekend binnen de inwendige kostenfunctie.

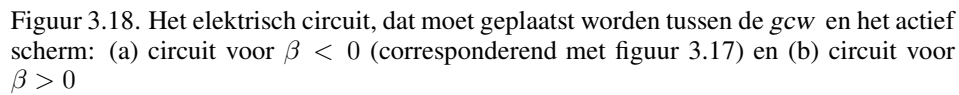
Bijgevolg kan het circuit ontworpen worden dat  $\underline{V}_{gcw}$  en  $\underline{I}_{gcw}$  omzet in  $\underline{V}_L$  en  $\underline{I}_L$ .

1. De hoek  $\beta$  tussen  $\underline{I}_L$  en  $\underline{I}_{gcw}$  wordt bepaald (figuur 3.17). Afhankelijk van het teken van  $\beta$  wordt één van beide circuits in figuur 3.18 gekozen.
2. De condensator in figuur 3.18a of de inductantie  $L$  in figuur 3.18b wordt berekend zodat  $\angle \underline{I}_L = \angle \underline{I}_{LC}$ .
3. Het aantal windingen van de gcw wordt gevonden door uit te drukken dat de beschikbare spanning van de gcw groter moet zijn dan de lastspanning:  $|t_{gcw}\underline{V}'_{gcw} - (t_{gcw}R'_{gcw} + jt_{gcw}^2X'_{gcw})\underline{I}'_{gcw}| \geq |\underline{V}_L|$ . Na de keuze van  $t_{gcw}$  wordt de serie-impedantie  $R_{ser} + jX_{ser}$  berekend om het “te veel” aan spanning op te nemen.
4. De parallelle impedantie  $R_{par} + jX_{par}$  is een overbrugging voor de overtollige stroom  $\underline{I}_{gcw} - \underline{I}_{LC}$  die niet nodig is voor het actief scherm.

De beschreven werkwijze bestaat erin een stroom  $\underline{I}'_{gcw}$  voorop te stellen en vervolgens te trachten een circuit te bouwen dat hieruit de juiste  $\underline{I}_L$  construeert. Het spreekt vanzelf dat dit niet altijd mogelijk is. Indien de vooropgestelde gcw onvoldoende spanning of vermogen kan leveren voor het actief scherm, wordt een zeer hoge kost toegekend aan de beschouwde schermconfiguratie. Het inwendig optimalisatie-algoritme verworpt dan deze configuratie.



Figuur 3.17. Fasordigram dat de spanning en stroom van de gcw toont. Deze dienen door het elektrisch circuit getransformeerd te worden in de laststroom en -spanning. De excitatiestroom is als fasereferentie gekozen en ligt langs de horizontale as. De amplitudes zijn niet op schaal.



De kost is de som van 7 gewogen termen:

De eerste drie termen zijn identiek aan de kostenfunctie van de klassieke optimalisatie van paragraaf 3.6 en zijn al uitgelegd. Voor de tweede kostterm wordt het schijnbaar vermogen  $S_a$  gekozen in plaats van het actief vermogen  $P_a$ . De overige vier kosttermen van (3.13) worden hier toegelicht.

$w_6 C_{RLC}$	Een coëfficiënt die de investeringskost afstraft van alle weerstanden, inductanties en condensatoren in het passief circuit. Dit is
---------------	---

nodig om onrealistische keuzes van de componenten te vermijden. Ook het aantal windingen van de gcw heeft een bijdrage in deze term.

$w_7 C_P$

Een boolean met een zeer hoge gewichtsfactor  $w_5$ . Indien de gcw voldoende vermogen produceert voor het actief scherm is deze term nul. Anders overheerst hij alle andere termen, zodat het (inwendig) optimalisatie-algoritme deze afschermingsgeometrie zeker verworpt.

$w_8 \left( \frac{P_{gcw}}{P_L} - 1 \right)$

Indien de gcw meer vermogen opwekt dan het actief scherm nodig heeft, wordt een gedeelte van de energie verspild. Deze term is klein indien beide vermogens dezelfde grootte-orde hebben.

$w_9 C_{0W}$

$C_{0W}$  is het aantal spoelen met nul windingen. Een spoel met nul windingen hoeft niet gebouwd te worden. Deze term is negatief om een eenvoudig te bouwen actief scherm met weinig compensatiespoelen aan te moedigen.

### 3.9 Kleinste kwadratenmethode voor het optimaliseren van de compensatiestroom

De kleinste kwadratenmethode (KKM) wordt gebruikt in de kostenfuncties van paragrafen 3.6 en 3.8 om de optimale compensatiestroom te berekenen, nodig om de actieve en passieve afscherming te optimaliseren. Voor de KKM is de veldverdeling in het doelgebied gegeven van elke spoel, veroorzaakt door 1 A stroom in enkel die spoel. De KKM berekent de stromen in alle spoelen om het gemiddelde veld in het doelgebied zo laag mogelijk te krijgen. Met andere woorden, de methode optimaliseert de compensatiestromen voor een actieve afscherming met gegeven posities van de compensatiespoelen.

In paragraaf 3.9.1 worden de stromen onafhankelijk berekend voor alle compensatiespoelen. Om een dergelijke afscherming te bouwen moet elke compensatiespoel haar eigen voeding hebben. Uit praktische overwegingen worden alle spoelen in serie gezet en wordt slechts één compensatiestroom berekend plus de windingsaantallen van de spoelen. Deze variant van de berekening wordt uitgelegd in paragraaf 3.9.2.

### 3.9.1 Onafhankelijke stromen in elke spoel

We beschouwen  $N$  compensatiespoelen. In een tijdsharmonische berekening bestaat  $\underline{\mathbf{B}} = \underline{B}_r \mathbf{1}_r + \underline{B}_z \mathbf{1}_z$  in elk punt uit twee complexe componenten  $\underline{B}_r = B_{r,r} + jB_{r,i}$  en  $\underline{B}_z = B_{z,r} + jB_{z,i}$ . Ook de stroom  $\underline{I}_k \mathbf{1}_\phi$  in compensatiespoel  $k$  heeft een reële en een imaginaire component:  $\underline{I}_k = I_{r,k} + jI_{i,k}$ . De bedoeling is van elke stroom de amplitude en de fase te optimaliseren om een zo goed mogelijke afscherming in het doelgebied te bekomen. Voor deze optimalisatie zijn de veldverdelingen van de  $N$  compensatiespoelen nodig. Om de veldverdeling ten gevolge van compensatiespoel  $k$  te vinden, voeren we een numerieke berekening uit onder de volgende voorwaarden: het werkstuk en het (eventueel) passief scherm zijn aanwezig in het EE-model, compensatiespoel  $k$  voert een stroom van  $\underline{I}_k = (1 + 0j)$  A en de stromen in alle andere spoelen zijn nul. De resulterende  $r$ - en  $z$ -componenten van  $\underline{\mathbf{B}}$  worden aangeduid met  $b_{r,r,k}$ ,  $b_{r,i,k}$ ,  $b_{z,r,k}$ , en  $b_{z,i,k}$ . De totale inductie, opgewekt door de excitatiespoel en  $N$  compensatiespoelen, is:

$$\begin{aligned}
 B_{r,r} &= B_{r,r,e} + \sum_{k=1}^N (b_{r,r,k} I_{r,k} - b_{r,i,k} I_{i,k}) \\
 B_{r,i} &= B_{r,i,e} + \sum_{k=1}^N (b_{r,i,k} I_{r,k} + b_{r,r,k} I_{i,k}) \\
 B_{z,r} &= B_{z,r,e} + \sum_{k=1}^N (b_{z,r,k} I_{r,k} - b_{z,i,k} I_{i,k}) \\
 B_{z,i} &= B_{z,i,e} + \sum_{k=1}^N (b_{z,i,k} I_{r,k} + b_{z,r,k} I_{i,k})
 \end{aligned} \tag{3.14}$$

waarin  $B_{r,r,e}$ ,  $B_{r,i,e}$ ,  $B_{z,r,e}$  en  $B_{z,i,e}$  de reële en de imaginaire  $r$ - en  $z$ -component voorstellen van de excitatiespoel met werkstuk en passief scherm aanwezig. Met deze grootheden wordt  $B^2$  bepaald als:

$$B^2 = B_{r,r}^2 + B_{r,i}^2 + B_{z,r}^2 + B_{z,i}^2 \tag{3.15}$$

Vervolgens worden de matrices  $[A]$  en  $[C]$  opgebouwd uit de partiële afgeleiden van  $B^2$  naar de stromen  $I_{r,k}$  en  $I_{i,k}$ :

$$[A] = \begin{bmatrix} \frac{\partial B^2}{\partial I_{r,1}^2} & \frac{\partial B^2}{\partial I_{r,1}\partial I_{r,2}} & \cdots & \frac{\partial B^2}{\partial I_{r,1}\partial I_{r,N}} & \frac{\partial B^2}{\partial I_{r,1}\partial I_{i,1}} & \cdots & \frac{\partial B^2}{\partial I_{r,1}\partial I_{i,N}} \\ \frac{\partial B^2}{\partial I_{r,2}\partial I_{r,1}} & \frac{\partial B^2}{\partial I_{r,2}^2} & \cdots & \frac{\partial B^2}{\partial I_{r,2}\partial I_{r,N}} & \frac{\partial B^2}{\partial I_{r,2}\partial I_{i,1}} & \cdots & \frac{\partial B^2}{\partial I_{r,2}\partial I_{i,N}} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \frac{\partial B^2}{\partial I_{r,N}\partial I_{r,1}} & \frac{\partial B^2}{\partial I_{r,N}\partial I_{r,2}} & \cdots & \frac{\partial B^2}{\partial I_{r,N}^2} & \frac{\partial B^2}{\partial I_{r,N}\partial I_{i,1}} & \cdots & \frac{\partial B^2}{\partial I_{r,N}\partial I_{i,N}} \\ \hline \frac{\partial B^2}{\partial I_{i,1}\partial I_{r,1}} & \frac{\partial B^2}{\partial I_{i,1}\partial I_{r,2}} & \cdots & \frac{\partial B^2}{\partial I_{i,1}\partial I_{r,N}} & \frac{\partial B^2}{\partial I_{i,1}^2} & \cdots & \frac{\partial B^2}{\partial I_{i,1}\partial I_{i,N}} \\ \frac{\partial B^2}{\partial I_{i,2}\partial I_{r,1}} & \frac{\partial B^2}{\partial I_{i,2}\partial I_{r,2}} & \cdots & \frac{\partial B^2}{\partial I_{i,2}\partial I_{r,N}} & \frac{\partial B^2}{\partial I_{i,2}\partial I_{i,1}} & \cdots & \frac{\partial B^2}{\partial I_{i,2}\partial I_{i,N}} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \frac{\partial B^2}{\partial I_{i,N}\partial I_{r,1}} & \frac{\partial B^2}{\partial I_{i,N}\partial I_{r,2}} & \cdots & \frac{\partial B^2}{\partial I_{i,N}\partial I_{r,N}} & \frac{\partial B^2}{\partial I_{i,N}\partial I_{i,1}} & \cdots & \frac{\partial B^2}{\partial I_{i,N}^2} \end{bmatrix}$$

en

$$[C] = \left[ \frac{\partial B^2}{\partial I_{r,1}} \quad \frac{\partial B^2}{\partial I_{r,2}} \quad \cdots \quad \frac{\partial B^2}{\partial I_{r,N}} \mid \frac{\partial B^2}{\partial I_{i,1}} \quad \cdots \quad \frac{\partial B^2}{\partial I_{i,N}} \right]^T,$$

waarbij voor het berekenen van de afgeleiden

$$\begin{aligned} I_{r,1} &= I_{r,2} = \dots = I_{r,N} = 0 \\ I_{i,1} &= I_{i,2} = \dots = I_{i,N} = 0. \end{aligned}$$

In het doelgebied wordt een geschikt raster gekozen. In elk rasterpunt worden de matrices  $[A]$  en  $[C]$  berekend. Uiteindelijk worden alle matrices gesommeerd over de  $P$  punten in het raster en het volgende lineair stelsel van vergelijkingen wordt opgelost:

$$\left( \sum_{k=1}^P [A] \right) \mathbf{I} = - \sum_{k=1}^P [C] \quad (3.16)$$

waarin  $\mathbf{I} = [I_{r,1} \dots I_{r,N} \mid I_{i,1} \dots I_{i,N}]^T$ .  $\mathbf{I}$  is de vector met de optimale stromen in de  $N$  compensatiespoelen voor vaste posities van de compensatiespoelen en vaste excitatiestroom.



### 3.9.2 Eén onafhankelijke stroom in alle spoelen in serie

Het kleinste kwadratenprobleem van paragraaf 3.9.1 met  $2N$  variabelen (reëel en imaginair deel van  $N$  compensatiestromen) wordt herschreven voor 2 variabelen — reëel en imaginair deel van de ene compensatiestroom — rekening houdend met het aantal windingen van elke spoel. (3.16) wordt opgelost maar matrices  $[A]$  en  $[C]$  veranderen in  $[A'] = [T] [A] [T]^T$  en  $[C'] = [T] [C]$ , met

$$[T] = \underbrace{\begin{bmatrix} t_1 & t_2 & \cdots & t_N & 0 & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & 0 & \cdots & 0 & t_1 & t_2 & \cdots & t_N \end{bmatrix}}_{2N \text{ kolommen}} \quad (3.17)$$

De aantallen windingen van de compensatiespoelen dienen geoptimaliseerd te worden door een discreet optimalisatie-algoritme zoals het genetisch algoritme beschreven in paragraaf 3.10.3. Voor vaste posities en gekozen aantallen windingen berekent de kleinste kwadratenmethode dan de beste compensatiestroom.

## 3.10 Optimalisatie-algoritmes

### 3.10.1 Gradiëntmethode

Optimalisatie-algoritmes hebben tot doel voor een stel variabelen die waarden  $\mathbf{x} = [x_1 \ x_2 \ \dots \ x_n]$  te vinden, die voor een specifiek ontwerpsprobleem als optimaal kunnen aanzien worden. In eenvoudige gevallen betekent optimalisatie het bepalen van het minimum van een kostenfunctie  $f(\mathbf{x})$ . In meer complexe gevallen is de kostenfunctie onderworpen aan gelijkheidsvoorwaarden, ongelijkheidsvoorwaarden en/of begrenzing van de waarden die elke variabele mag aannemen. Dit algemeen begrensde probleem kan omschreven worden als:

$$\min_{\mathbf{x} \in \mathbb{R}^n} f(\mathbf{x}) \quad (3.18)$$

$$G_i(\mathbf{x}) = 0, \quad i = 1 \dots m_e \quad (3.19)$$

$$G_i(\mathbf{x}) \leq 0, \quad i = m_e + 1 \dots m \quad (3.20)$$

$$\mathbf{x}_l \leq \mathbf{x} \leq \mathbf{x}_h \quad (3.21)$$

waarin  $\mathbf{x} \in \mathbb{R}^n$  de vector is met ontwerpsvariabelen,  $f(\mathbf{x}) : \mathbb{R}^n \rightarrow \mathbb{R}$  de kostenfunctie die een scalaire waarde produceert en  $\mathbf{G}(\mathbf{x}) : \mathbb{R}^n \rightarrow \mathbb{R}^m$  de vectorfunctie die de waarden van de gelijkheids- en ongelijkheidsvoorwaarden geeft, geëvalueerd in  $\mathbf{x}$ .

Gradiënt gebaseerde methoden gebruiken informatie omtrent de helling van de kostenfunctie om een richting te bepalen waarin het minimum gedacht wordt te liggen. De gebruikte minimalisatieroutine is de Matlab-functie *fmincon*, die gebruik maakt van Sequential Quadratic Programming [Fletcher1963].

### 3.10.2 Simplexmethode

Een simplex is een geometrische figuur die in  $n$  dimensies bestaat uit  $n + 1$  knooppunten en alle verbindingslijnen en -vlakken tussen die punten. Als de te optimaliseren vector  $\mathbf{x}$  bestaat uit  $n$  variabelen, vormt de simplex een  $n$ -dimensionale figuur die  $\mathbf{x}$  omsluit. In de tweedimensionale ruimte is de simplex een driehoek. In de driedimensionale ruimte is de simplex een tetraëder.

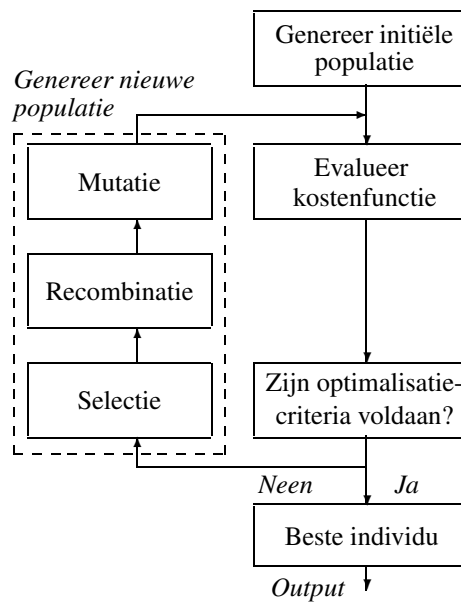
De “downhill simplexmethode” van Nelder en Mead [Press1990] start in een gekozen punt  $\mathbf{x}_0$ . De andere  $n$  knooppunten van de initiële simplex worden  $\mathbf{x}_i = \mathbf{x}_0 + \lambda \mathbf{1}_i$ ,  $i = 1 \dots n$  waarin de  $\mathbf{1}_i$  een verzameling van  $n$  eenheidsvectoren is en  $\lambda$  een constante die een schatting is van de karakteristieke lengteschaal van het probleem. De methode neemt vervolgens enkele stappen waarbij de punten van de simplex met de hoogste functiewaarde worden vervangen door hun spiegelbeeld ten opzichte van de simplex. Zo wordt in de tweedimensionale ruimte één punt van de driehoek gespiegeld ten opzichte van het lijnstuk gevormd door de twee andere punten. Bij deze “reflecties” blijft het volume van de simplex behouden. Indien mogelijk expandeert de methode de simplex in één of andere richting om grotere stappen te nemen. Wanneer het algoritme een “dal van een vallei” bereikt in de kostenfunctie, trekt de methode de simplex samen in één richting of in meerdere richtingen om de vallei naar beneden toe te volgen. Geschikte combinaties van de mogelijke acties reflectie, expansie en contractie hebben als resultaat dat het omsloten gebied steeds beter het optimaal punt benadert. Een mogelijk criterium om de optimalisatie te beëindigen is de vergelijking van de diameter van de simplex met een gegeven tolerantie.

De simplexmethode maakt geen gebruik van afgeleiden en kan voor discontinue functies robuuster zijn dan gradiëntmethodes. Beide methodes vinden lokale minima. Voor dit doctoraat werd gebruik gemaakt van de Matlab functie *fminsearch* met een algoritme beschreven in [Lagarias1998].

### 3.10.3 Genetisch algoritme

Een genetisch algoritme (GA) is een stochastische optimalisatiemethode, gebaseerd op het principe van natuurlijke selectie: *het overleven van de sterkste individuen in een populatie* [Fogel1994]. Het diagram van het gebruikte algoritme — getoond in figuur 3.19 — begint met een initiële populatie te genereren. Even-

tueel bestaat deze uit een aantal subpopulaties. Elk individu is gekarakteriseerd aan de hand van de te optimaliseren variabelen. De individuen in de initiële populatie worden ofwel gegeven door de gebruiker van het algoritme, ofwel toevallig gegenereerd, maar zodanig dat alle individuen voldoen aan de ongelijkheidsvoorwaarden en randvoorwaarden.

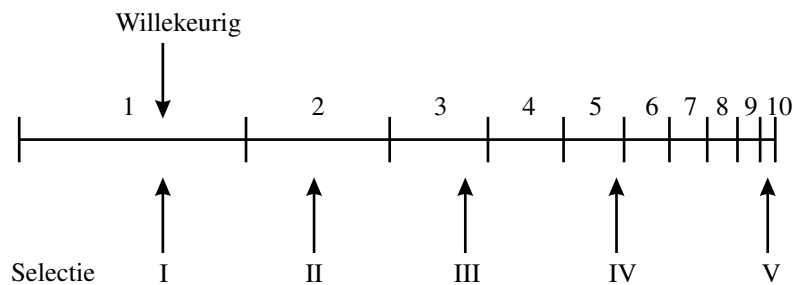


Figuur 3.19. Diagram van het genetisch algoritme voor 1 populatie

Na elke generatie van nieuwe individuen, wordt een nieuwe kost berekend voor elk individu. Vervolgens worden de individuen gerangschikt aan de hand van hun kost. Vooraleer een nieuwe generatie wordt gecreëerd wordt de oude generatie aan een aantal bewerkingen onderworpen zoals getoond in figuur 3.19:

- *Selectie* Uit de populatie dienen een aantal individuen geselecteerd te worden die overleven en die de nieuwe generatie mogen creëren. Het spreekt vanzelf dat de beste individuen (met de laagste kost) meer kans op overleven moeten hebben dan de slechtste. Enkel de besten eruit kiezen leidt echter tot verlies aan diversiteit. De gebruikte procedure voor selectie is daarom de volgende (zie figuur 3.20): de individuen worden langs een lijnstuk gerangschikt volgens stijgende kost. De beste individuen hebben de laagste kost en het laagste rangnummer; zij krijgen het breedste interval. De slechtste individuen krijgen een smal interval. Vervolgens wordt een willekeurige plaats  $I$  gekozen op het lijnstuk. Het corresponderende individu (individu 1) is geselecteerd. De anderen worden geselecteerd door vanaf

het willekeurig punt gelijke afstanden uit te zetten — evenveel als het aantal te selecteren individuen. Aldus worden in figuur 3.20 ook individuen 2, 3, 5 en 10 geselecteerd. Deze methode heet “universeel stochastisch bemonsteren” [Baker1987].



Figuur 3.20. Selectie van 5 individuen uit 10 op basis van “universeel stochastisch bemonsteren”. De 10 individuen zijn langs het lijnstuk geordend van goed (lage kost) naar slecht (hoge kost). De selectie van 5 individuen gebeurt door een willekeurig punt I te kiezen en vervolgens nog vier punten op gelijke afstand te kiezen

- *Recombinatie* De volgende stap is recombinitie tussen de sterkste individuen: sommige variabelen van de individuen worden onderling uitgewisseld [Syswerda1989].
- *Mutatie* Alle variabelen in een individu verkregen na recombinitie hebben een kleine kans op mutatie [Mühlenbein1993]. Het bereik waarin een variabele kan muteren, wordt zo gekozen dat de randvoorwaarden niet geschonden worden en zodat kleine variaties van een variabele meer waarschijnlijk zijn dan grote.
- *Herinbrengen* Indien in het gebruikte GA het aantal “kinderen” kleiner is dan het aantal “ouders” (ten gevolge van selectie), wordt een geschikt aantal ouders terug ingebracht in de nieuwe generatie om een populatie met dezelfde grootte te verkrijgen.
- *Migratie* Indien de populatie bestaat uit meer dan één subpopulatie, leven alle subpopulaties geïsoleerd voor enkele generaties. Na enkele generaties migreert een percentage toevallig gekozen individuen van de ene subpopulatie naar de andere. Dit verhoogt de diversiteit.

Het GA eindigt indien één van volgende drie criteria is vervuld:

- Het maximaal aantal iteraties (i.e. generaties) werd bereikt
- Het gemiddelde van de kostwaarden van een generatie verandert niet meer binnen een zekere tolerantie

- De tijdslimiet is overschreden

### 3.10.4 Space Mapping

#### Korte omschrijving

De space mapping techniek laat toe een betrouwbare en nauwkeurige oplossing te vinden van een optimalisatieprobleem, met een veel kleinere rekentijd dan GA. Hiertoe combineert de techniek twee modellen. Enerzijds is er een ruw model dat niet zeer nauwkeurig is, maar wel erg snel kan geëvalueerd worden. In magnetische veldproblemen is dit typisch een analytisch model dat bijvoorbeeld vereenvoudigingen doorvoert qua geometrie of niet-lineaire materialen lineari-seert. Anderzijds is er een fijn model dat een nauwkeurig resultaat geeft, maar veel rekentijd vereist. De techniek haalt voordeel uit de snelle evaluatie van het ruw model en uit de nauwkeurigheid van het fijn model om snel en nauwkeurig de optimale oplossing te vinden. De techniek is voornamelijk ontwikkeld door Bandler [Bandler1994], licht aangepast in [Bakr1998], meermaals toegepast in [Choi2001, Encica2004], en uiteindelijk samengevat in [Bandler2004].

#### Theorie

Laat ons het fijn model aanduiden met  $\mathbf{f}(\mathbf{x}_f): \Omega_f \rightarrow \mathbb{R}^m$ . De vector  $\mathbf{x}_f$  bevat de variabelen van het fijn model in de parameterruimte  $\Omega_f$  van het fijn model. Dit fijn model  $\mathbf{f}(\mathbf{x}_f)$  is bijvoorbeeld een EE-model van een inductieverhitter. Het argument  $\mathbf{x}_f$  bevat dan de geometrische en materiaalparameters die dienen geoptimaliseerd te worden, terwijl  $\mathbf{f}(\mathbf{x}_f)$  de vectorpotential in elk knooppunt van de EE-vermazing vertegenwoordigt. Het model  $\mathbf{f}(\mathbf{x}_f)$  is *accuraat*, maar *duur* (hoge rekentijd) om uit te voeren.  $F[\mathbf{f}(\mathbf{x}_f)] : \Omega_f \rightarrow \mathbb{R}$  is de kostenfunctie geassocieerd met  $\mathbf{f}(\mathbf{x}_f)$ . De functie  $F$  is bijvoorbeeld de kostenfunctie voor het ontwerp van een hybride actief en passief scherm in paragraaf 3.6.3: deze functie gebruikt het fijne, rekenintensieve model  $\mathbf{f}(\mathbf{x}_f)$  zijnde het EE-model om er een kost mee te berekenen. Het spreekt vanzelf dat een evaluatie van  $F$  veel rekentijd vraagt. De oplossing van het optimalisatieprobleem is

$$\mathbf{x}_f^* = \arg \min_{\mathbf{x}_f \in \Omega_f} F[\mathbf{f}(\mathbf{x}_f)] \quad (3.22)$$

waarin  $\mathbf{x}_f^*$  de optimale variabele van het fijne model aanduidt.

Het ruw model wordt vertegenwoordigd door  $\mathbf{r}(\mathbf{x}_r): \Omega_r \rightarrow \mathbb{R}^m$ . De ruwe variabele  $\mathbf{x}_r$  vertegenwoordigt in het voorbeeld ook geometrie- en/of materiaaleigenschappen zoals de positie, dikte en hoogte van het passief scherm. Dit ruw

model  $\mathbf{r}(\mathbf{x}_r)$  is bijvoorbeeld een analytisch, snel te evalueren model (zoals het circuitmodel) om de veldpatronen van de inductieverhitter te bepalen. De tot nu toe ontwikkelde space mapping methoden kiezen de dimensie van  $\mathbf{x}_f$  en  $\mathbf{x}_r$  gelijk. Bovendien moeten  $\mathbf{x}_f$  en  $\mathbf{x}_r$  dezelfde fysische grootheden zijn, eventueel wel met een verschillend bereik ( $\Omega_f \neq \Omega_r$ ). Het ruwe model wordt geoptimaliseerd door minimaliseren van de ruwe kostenfunctie  $R[\mathbf{r}(\mathbf{x}_r)]$ . Deze functie is bijvoorbeeld de analytische kostenfunctie uit paragraaf 3.6.4; ze is *goedkoop* te evalueren (lage rekentijd), maar is *minder nauwkeurig* dan de fijne kostenfunctie. Het minimum  $\mathbf{x}_r^*$  van  $R[\mathbf{r}(\mathbf{x}_r)]$  is

$$\mathbf{x}_r^* = \arg \min_{\mathbf{x}_r \in \Omega_r} R[\mathbf{r}(\mathbf{x}_r)]. \quad (3.23)$$

Een afbeelding  $\mathbf{p}$  moet gerealiseerd worden tussen de twee variabelen  $\mathbf{x}_f$  en  $\mathbf{x}_r$ :  $\mathbf{x}_r = \mathbf{p}(\mathbf{x}_f)$  zodat het fijne model kan benaderd worden door het ruwe:

$$\mathbf{f}(\mathbf{x}_f) \approx \mathbf{r}[\mathbf{p}(\mathbf{x}_f)]. \quad (3.24)$$

De afbeelding  $\mathbf{p}$  wordt gevonden door het oplossen van

$$\|\mathbf{f}(\mathbf{x}_f) - \mathbf{r}(\mathbf{x}_r)\| = \|\mathbf{f}(\mathbf{x}_f) - \mathbf{r}[\mathbf{p}(\mathbf{x}_f)]\| < \epsilon. \quad (3.25)$$

In deze cruciale stap die parameter-extractie wordt genoemd, wordt de beste ruwe parameter  $\mathbf{x}_r = \mathbf{p}(\mathbf{x}_f)$  gezocht die een veldpatroon  $\mathbf{r}(\mathbf{x}_r)$  oplevert, gelijkaardig aan  $\mathbf{f}(\mathbf{x}_f)$ . Indien de correcte afbeelding  $\mathbf{p}$  wordt gevonden, wordt het optimum  $\mathbf{x}_f^*$  van het fijne model verkregen door enkel het snelle, ruwe model te gebruiken, dus door het oplossen van

$$\mathbf{x}_f^* = \arg \min_{\mathbf{x}_f \in \Omega_f} F[\mathbf{r}(\mathbf{p}(\mathbf{x}_f))]. \quad (3.26)$$

Hierdoor wordt de evaluatie van de rekenintensieve  $\mathbf{f}(\mathbf{x}_f)$  vermeden.

### Aggressive Space Mapping

Voor het vinden van de afbeelding  $\mathbf{p}$  wordt vaak gebruik gemaakt van de “Aggressive Space Mapping” (ASM) techniek [Bandler2004]. Deze tracht een oplossing te vinden van het stelsel niet-lineaire vergelijkingen

$$\mathbf{e}(\mathbf{x}_f) \triangleq \mathbf{p}(\mathbf{x}_f) - \mathbf{x}_r^* = 0. \quad (3.27)$$

Van de foutfunctie  $\mathbf{e}$ :  $\Omega_f \rightarrow \Omega_r$  wordt het nulpunt benaderd d.m.v. quasi-Newton iteraties, die gebruik maken van de klassieke Broyden formule [Broyden1965].

De bedoeling van het ASM algoritme is (3.27) iteratief op te lossen. Het algoritme start met een optimalisatie van het ruw model  $\mathbf{r}(\mathbf{x}_r)$ , wat de optimale ruwe variabele  $\mathbf{x}_r^*$  oplevert. In de eerste quasi-Newton iteratie wordt de fijne variabele  $\mathbf{x}_f^{(1)}$  gelijk gekozen aan  $\mathbf{x}_r^*$ . De dimensies van beide variabelen moeten gelijk zijn. Stel dat in de  $k$ -de iteratie het fijne optimum benaderd wordt door  $\mathbf{x}_f^{(k)}$ . De volgende iteratie is dan

$$\mathbf{x}_f^{(k+1)} = \mathbf{x}_f^{(k)} + \mathbf{h}^{(k)} \quad (3.28)$$

waar de stap  $\mathbf{h}^{(k)}$  verkregen wordt uit

$$[B^{(k)}]\mathbf{h}^{(k)} = -\mathbf{e}(\mathbf{x}_f^{(k)}). \quad (3.29)$$

Hierin is  $[B^{(k)}] \in \mathbb{R}^{m \times m}$  de benadering van de Jacobiaan  $[J_p]$  van de afbeelding:  $[B^{(k)}] \approx [J_p(\mathbf{x}_f)]$ . Volledig uitgeschreven is matrix  $[B^{(k)}]$  de benadering van:

$$[J_p(\mathbf{x}_f)] = \left[ \frac{\partial \mathbf{p}}{\partial \mathbf{x}_f} \right]^T = \left[ \frac{\partial(\mathbf{x}_r^T)}{\partial \mathbf{x}_f} \right]^T = \begin{bmatrix} \frac{\partial \mathbf{x}_{r,1}}{\partial \mathbf{x}_{f,1}} & \frac{\partial \mathbf{x}_{r,1}}{\partial \mathbf{x}_{f,2}} & \dots & \frac{\partial \mathbf{x}_{r,1}}{\partial \mathbf{x}_{f,m}} \\ \frac{\partial \mathbf{x}_{r,2}}{\partial \mathbf{x}_{f,1}} & \frac{\partial \mathbf{x}_{r,2}}{\partial \mathbf{x}_{f,2}} & \dots & \frac{\partial \mathbf{x}_{r,2}}{\partial \mathbf{x}_{f,m}} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \frac{\partial \mathbf{x}_{r,m}}{\partial \mathbf{x}_{f,1}} & \frac{\partial \mathbf{x}_{r,m}}{\partial \mathbf{x}_{f,2}} & \dots & \frac{\partial \mathbf{x}_{r,m}}{\partial \mathbf{x}_{f,m}} \end{bmatrix} \quad (3.30)$$

waarbij  $\mathbf{x}_{f,k}$  en  $\mathbf{x}_{r,k}$  de  $k$ -de elementen zijn van de vectoren  $\mathbf{x}_f$  en  $\mathbf{x}_r$ . De startwaarde voor  $[B]$  in de eerste iteratie is de eenheidsmatrix. In de volgende iteraties wordt  $[B^{(k)}]$  aangepast d.m.v. Broyden's formule

$$[B^{(k+1)}] = [B^{(k)}] + \frac{\mathbf{e}^{(k+1)}}{\mathbf{h}^{(k)T} \mathbf{h}^{(k)}} \mathbf{h}^{(k)T}. \quad (3.31)$$

Het beëindigingscriterium is  $\|\mathbf{e}^{(k)}\| < \epsilon$  met  $\epsilon$  een klein getal dat de tolerantie aangeeft. Wanneer  $\mathbf{e}$  naar nul gaat, wordt  $\mathbf{p}(\mathbf{x}_f)$  gelijk aan  $\mathbf{x}_r$  zodat de afbeelding  $\mathbf{p}$  het juiste verband beschrijft tussen de ruwe en de fijne parameterruimtes.

### Maatregelen voor betere performantie

Het probleem bij het vinden van de afbeelding  $\mathbf{p}$  kan zijn dat er geen uniek verband is tussen de ruwe en fijne parameterruimte. Er zijn dan meerdere punten  $\mathbf{x}_r = \mathbf{p}(\mathbf{x}_f^{(k)})$  in de ruwe parameterruimte waarvan de  $\mathbf{r}(\mathbf{x}_r^{(k)})$  aanleiding geven tot dezelfde  $\mathbf{f}(\mathbf{x}_f^{(k)})$  als het punt  $\mathbf{x}_f^{(k)}$  in de fijne parameterruimte. Het algoritme kan hierdoor een verkeerd ruw punt kiezen zodat de  $\mathbf{h}^{(k+1)}$  verkeerd wordt

berekend en de  $\mathbf{x}_f^{(k+1)}$  een onzinnige waarde krijgt. Om te garanderen dat de nieuwe iteratie van de fijne variabele  $\mathbf{x}_f^{(k+1)}$  in een “vertrouwd” gebied ligt, werd in 1998 de “Trust Region Aggressive Space Mapping” (TRASM) techniek ontwikkeld [Bakr1998]. Hierin wordt de stap  $\mathbf{h}^{(k)}$  berekend als

$$([B^{(k)}]^T [B^{(k)}] + \lambda \mathbf{I}) \mathbf{h}^{(k)} = -\mathbf{e}(\mathbf{x}_f^{(k)}) \quad (3.32)$$

waarin de parameter  $\lambda$  zo wordt gekozen dat de stap  $\|\mathbf{h}^{(k)}\| \leq \delta$  met  $\delta$  de afmeting van het vertrouwde gebied. De stap  $\mathbf{x}_f^{(k+1)}$  wordt aanvaard indien de foutvector  $\mathbf{e}$  voldoende gereduceerd wordt.

Indien de foutvector niet wordt gereduceerd is er de hybride methode, die omschakelen toelaat tussen TRASM en directe optimalisatie met bijvoorbeeld de gradiënt- of simplexmethode. Indien geen convergentie optreedt van  $\mathbf{e}$  in TRASM kan men overgaan naar een directe methode en vice versa.

Een andere maatregel om de parameter-extractie te verbeteren is het gebruik van gradiënten [Bandler2004]. De gradiënten geven de extra informatie die in sommige problemen leidt tot een uniek verband tussen  $\mathbf{x}_f$  en  $\mathbf{x}_r$ . Anderzijds kan het berekenen van de gradiënten meer rekentijd vereisen, wat het voordeel op gebied van rekentijd van de ASM techniek deels teniet doet.

### 3.10.5 Toepassing: een passief scherm voor een inductieverhitter

We beschouwen opnieuw de geometrie van figuur 3.6 en gaan na hoe het minimum van figuur 3.7 gevonden wordt met elk van de vier optimalisatie-methodes. We vergelijken de drie methoden voor de optimalisatie van 1 variabele en voor de optimalisatie van drie variabelen. In het eerste geval worden de radiale positie van het scherm en de schermdikte gelijk gekozen aan hun optimale waarden, namelijk 0,3 m respectievelijk 0,5 mm. De hoogte wordt geoptimaliseerd met als startwaarde 0,12 m, terwijl het gezochte optimum 0,20 m is. In het tweede geval worden zowel de radiale positie, de dikte als de hoogte geoptimaliseerd. De startwaarde is opnieuw voor alle algoritmes dezelfde, namelijk 0,26 m, 0,001 m en 0,12 m. De drie variabelen zijn begrensd in bereik, maar er zijn geen ongelijkheidsvoorwaarden.

#### Gradiëntmethode

Gradiëntmethodes zijn meestal snel convergerende algoritmes. Om het minimum te vinden van het ééndimensionaal probleem van figuur 3.7 heeft het algoritme nochtans toch 12 evaluaties nodig (tabel 3.1). De oorzaak is het niet voldoende glad zijn van de kostenfunctie zoals blijkt uit figuur 3.7b. Indien de afgeleiden



worden berekend met de zeer kleine stap die standaard is ingesteld, komt het algoritme in een lokaal minimum terecht en wordt geen punt met lage functiewaarde gevonden. De stap moet vergroot worden waardoor kleine “valeien” onzichtbaar worden, maar waardoor de convergentie vertraagt. Zelfs met deze ingreep leidt niet elke startwaarde tot een goede eindwaarde.

In figuur 3.21 is sequentieel het verloop uitgetekend van de functie-evaluaties die het optimalisatie-algoritme vraagt. Zowel het argument als de functiewaarde zijn relatief ten opzichte van het optimum. Het kruis duidt aan wanneer de benadering van het optimum voldoende nauwkeurig is. De convergentie van het gradiëntalgoritme verloopt trapvormig, omdat het algoritme bij elke iteratie — dus bij elke keuze van een nieuw argument — eerst een aantal perturbaties uitvoert om de afgeleiden te berekenen.

Laat men de analytische kostenfunctie van paragraaf 3.6.4 optimaliseren door het gradiëntalgoritme, dan wordt het optimum gevonden in amper negen seconden tegenover dertien minuten voor de kostenfunctie met EE. Weliswaar neemt een evaluatie van de analytische kostenfunctie weinig rekentijd in beslag, maar ook haar gladder karakter draagt bij tot een snellere convergentie met minder functie-evaluaties.

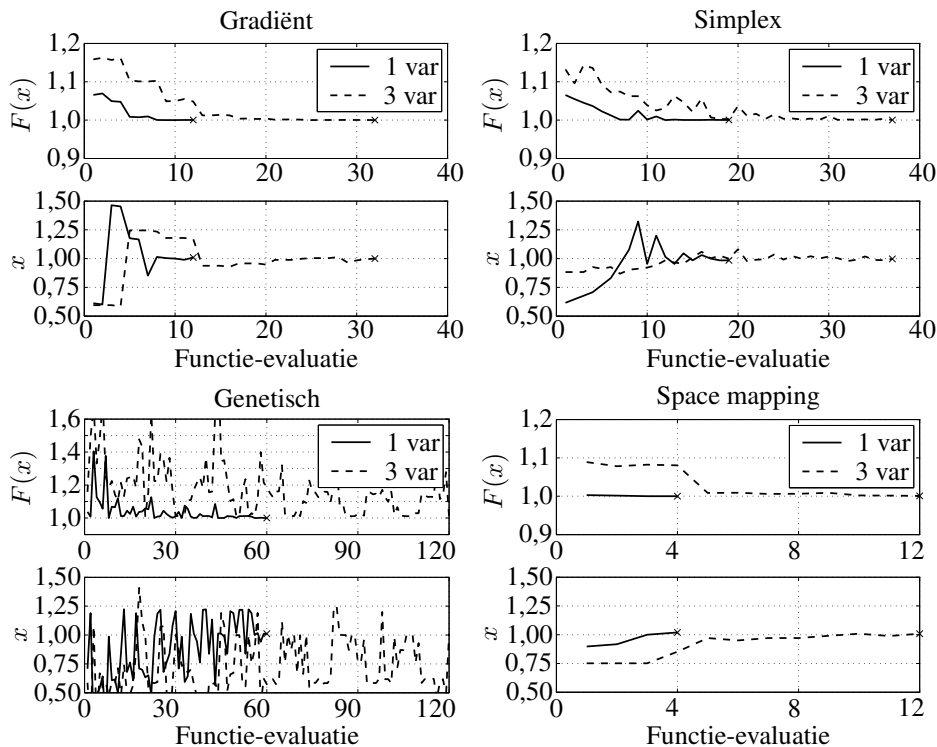
### **Simplexmethode**

De simplexmethode staat bekend als een robuuste maar eerder trage methode. Omdat er geen afgeleiden gebruikt worden, is het ruwe karakter van de functie geen probleem. Het minimum wordt gevonden na een relatief groot aantal iteraties. Doordat de gradiëntmethode niet efficiënt werkt voor de onvoldoend gladde functie, is de benodigde rekentijd voor de simplexmethode nauwelijks hoger dan voor de gradiëntmethode, zeker voor de optimalisatie van drie variabelen (tabel 3.1).

Daar waar de gradiëntmethode trapvormig convergeert naar het optimum, heeft de simplexmethode een oscillerend verloop.

### **Genetisch algoritme**

Genetische algoritmen zijn nog robuuster dan de simplexmethode, maar ook nog trager. Hoewel er volgens tabel 3.1 reeds meer dan een uur nodig is om 1 variabele te optimaliseren, worden ook reeds na korte tijd goede individuen gevonden. Een genetisch algoritme kan men op elk moment onderbreken. Voor de optimalisatie werden twee subpopulaties gekozen waarvan de eerste 10 individuen telt en de tweede 5 (1 variabele) of 10 (3 variabelen).



Figuur 3.21. Verloop van de convergentie van optimalisatie-algoritmes bij de optimalisatie van één variabele (de hoogte van het scherm) en van drie variabelen (radiale positie, dikte en hoogte). Het kruis geeft aan waar de convergentie voldoende is

Het sequentieel verloop ziet er zeer grillig uit, omdat een genetisch algoritme de individuen binnen een generatie niet sequentieel maar parallel berekent, m.a.w. de functie-waarde van één individu heeft niet de minste invloed op het volgende individu in dezelfde generatie. Pas nadat een generatie volledig berekend is, wordt hieruit een nieuwe generatie gecreëerd. Het verloop van figuur 3.21 heeft dus een eerder periodiek karakter, met als periode het aantal nieuwe individuen in de twee subpopulaties. Wel is duidelijk dat de laatste generaties merklijk meer goede individuen bevatten. Ook dit is een eigenschap van genetische algoritmen: men bekomt niet 1 optimaal individu, maar een hele generatie van aan elkaar gewaagde individuen.

### Space Mapping

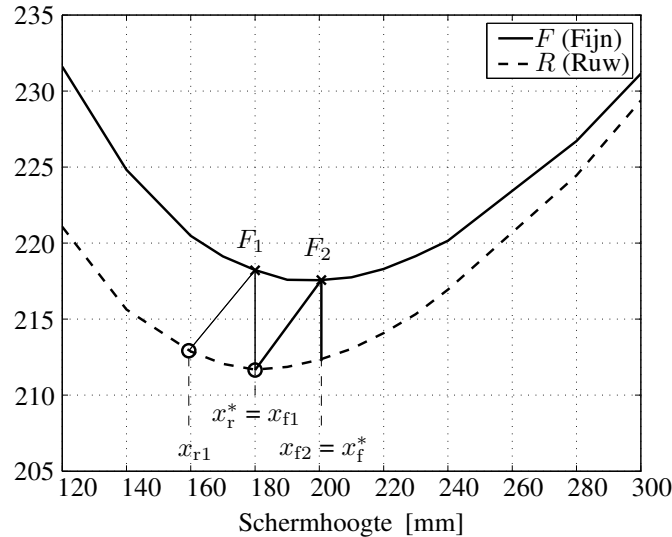
Voor de optimalisatie met space mapping [Sergeant2006b] is naast de kostenfunctie met de eindige-elementenmethode ook de analytische kostenfunctie van para-

graaf 3.6.4 nodig. Deze snel te evalueren ruwe kostenfunctie wordt een aantal keren geoptimaliseerd door een gradiënt algoritme. De informatie die dit oplevert wordt gebruikt om het aantal evaluaties van de “dure” fijne kostenfunctie te beperken. Om een unieke parameter-extractie te bekomen, worden ook de gradiënten van de fijne kostenfunctie berekend. In tegenstelling tot de gradiëntmethode vertraagt het kiezen van een grote stap de convergentie niet, op voorwaarde dat dezelfde stap wordt gebruikt bij de ruwe kostenfunctie.

Het verloop in figuur 3.21 geeft aan dat de optimalisatie voor 1 variabele aan slechts vier evaluaties van het fijne model voldoende heeft. Zowel  $x_f$  als  $x_r$  vertegenwoordigen de hoogte van het passief scherm. Naast vier *evaluaties* van het fijne model  $f(x_f)$  zijn er drie *optimalisaties* van het ruwe model  $r(x_r)$  nodig: één om  $x_r$  te optimaliseren door (3.23) en twee voor het vinden van de afbeelding (3.25).

Figuur 3.22 toont hoe de optimalisatie van één variabele (de schermhoogte) in zijn werk gaat. Allereerst wordt een optimalisatie uitgevoerd van de kostenfunctie  $R$  van het ruw model door het uitvoeren van (3.23), gebruik makend van de eerder slechte startwaarde die voor alle optimalisatie-algoritmes dezelfde is. Het resultaat is het ruwe optimum  $x_r^*$ , dat gelegen is bij 180 mm en dient als startwaarde voor de fijne kostenfunctie:  $x_{f1} = x_r^*$ . Ten tweede wordt in dit argument  $x_{f1}$ , de fijne kost  $F_1 \triangleq F(x_{f1})$  berekend alsook de afgeleide in dit punt. Hiervoor zijn twee evaluaties nodig van de fijne kostenfunctie. Vervolgens zoekt de parameter-extractie het ruwe argument  $x_{r1}$  dat het best overeenkomt qua functiewaarde en afgeleide met het fijne punt  $x_{f1}$  — zie (3.25). Het doel is om de afbeelding  $\mathbf{p}$  te vinden uit  $x_{r1} = \mathbf{p}(x_{f1})$ . De vierde stap is om een nieuw fijn argument  $x_{f2}$  te vinden. Aangezien het nieuw gevonden argument  $x_{r1}$  duidelijk kleiner is dan het ruwe optimum  $x_r^*$ , kiest het ASM algoritme een nieuw fijn argument  $x_{f2}$  dat groter is dan  $x_r^*$ . De functiewaarde  $F_2 \triangleq F(x_{f2})$  wordt berekend alsook de gradiënt die in dit punt ongeveer nul is. De tweede parameter-extractie vereist een tweede optimalisatie van het ruw model (3.25) om het ruwe argument  $x_{r2} = \mathbf{p}(x_{f2})$  te vinden met ongeveer dezelfde functiewaarde en gradiënt als  $x_{f2}$ . Het argument  $x_{r2}$  blijkt gelijk te zijn aan het ruwe optimum  $x_r^*$ . In de veronderstelling dat  $\mathbf{p}$  correct is, betekent dit dat het overeenkomstige fijne argument  $x_{f2}$  gelijk is aan het fijne optimum  $x_f^*$  zodat het algoritme wordt beëindigd.

Voor een klein aantal variabelen blijkt space mapping snel en efficiënt. Wanneer de methode wordt toegepast voor een groot aantal variabelen — bij het optimaliseren van passieve en actieve afscherming — is de convergentie echter niet meer gegarandeerd. De space mapping techniek wordt daarom in volgende hoofdstukken niet gebruikt, maar blijft een interessant studie-object voor verder onderzoek (zie ook hoofdstuk 6).



Figuur 3.22. De werking van het space mapping algoritme voor een functie van één variabele. Het minimum van de fijne kostenfunctie ligt bij 200 mm en dat van de ruwe functie bij 180 mm

Tabel 3.1. Vergelijking van optimalisatie-algoritmen

Algoritme	1 variabele		Drie variabelen	
	Aantal $f$	Tijd	Aantal $f$	Tijd
Gradiënt	12	13'10"	32	33'7"
Simplex	19	18'52"	37	35'53"
Genetisch	60	1h 1'49"	145	2h 12' 58"
Space Mapping	4 <sup>(1)</sup>	5'15"	12 <sup>(2)</sup>	13'46"

<sup>(1)</sup> Naast 4 evaluaties van het fijne model, zijn er ook nog 3 optimalisaties van het ruwe model

<sup>(2)</sup> Naast 12 evaluaties van het fijne model, zijn er ook nog 4 optimalisaties van het ruwe model

### 3.11 Besluit

Bij het oplossen van een concreet afschermingsprobleem beoogt men een veldreductie in een bepaald gebied. De berekeningsmethoden van hoofdstuk 2 laten toe een zeer groot aantal verschillende afschermingen te ontwerpen die allen de nodige veldreductie halen. De meerderheid van deze oplossingen is echter niet aanvaardbaar wegens de extra beperkingen zoals het maximaal toegelaten gedissipeerd vermogen in de schermen, de invloed op de nuttige processen in het af te schermen toestel en de beschikbare posities om schermen te plaatsen. Het is daarom ook noodzakelijk om uit de vele kandidaat-oplossingen de beste te selecteren, om met andere woorden de optimale afscherming te vinden.

In hoofdstuk drie wordt eerst het aantal beschikbare types van afscherming uitgebreid tot drie hoofdgroepen: passieve afscherming, actieve afscherming en afscherming met transformatorvoeding. Deze drie types geven samen met eventuele combinaties aanleiding tot een nog groter aantal mogelijkheden dan in hoofdstuk 2 om de gewenste veldreductie te halen in het doelgebied. Het is duidelijk dat optimalisatie vereist is om de beste oplossing te vinden.

Gebruik makend van de geziene methoden in hoofdstuk 2, worden voor de verschillende afschermingstypes optimalisatie-procedures voorgesteld die allen gebruik maken van een kostenfunctie. Deze wordt door een optimalisatie-algoritme geminimaliseerd. Eerst worden twee verschillende kostenfuncties besproken voor actieve en passieve schermen. De ene functie gebruikt de eindige-elementenmethode en is daarom nauwkeurig maar rekenintensief. De tweede functie gebruikt analytische uitdrukkingen die minder nauwkeurig zijn, maar sneller uit te voeren. Vervolgens worden twee routines voorgesteld voor de optimalisatie van transformator gevoede schermen: één waarbij de transformator op de excitatiespoel is geplaatst en één waarbij de transformator zich als passief scherm gedraagt. Tenslotte worden verschillende algoritmes bestudeerd voor het minimaliseren van een kostenfunctie. De meeste algoritmes minimaliseren de kostenfunctie die het EE-model bevat. Space mapping combineert beide kostenfuncties.

Nu de afscherming theoretisch kan ontworpen worden, kan stilaan naar de praktische ontwikkeling en toepassing worden gekeken. Hierbij ontbreekt nog de sturing voor de actieve afscherming, die in hoofdstuk 4 wordt besproken. De toepassing van de optimalisatie op verschillende concrete situaties komt aan bod in hoofdstuk 5.



## Hoofdstuk 4

# Sturing van de actieve afscherming

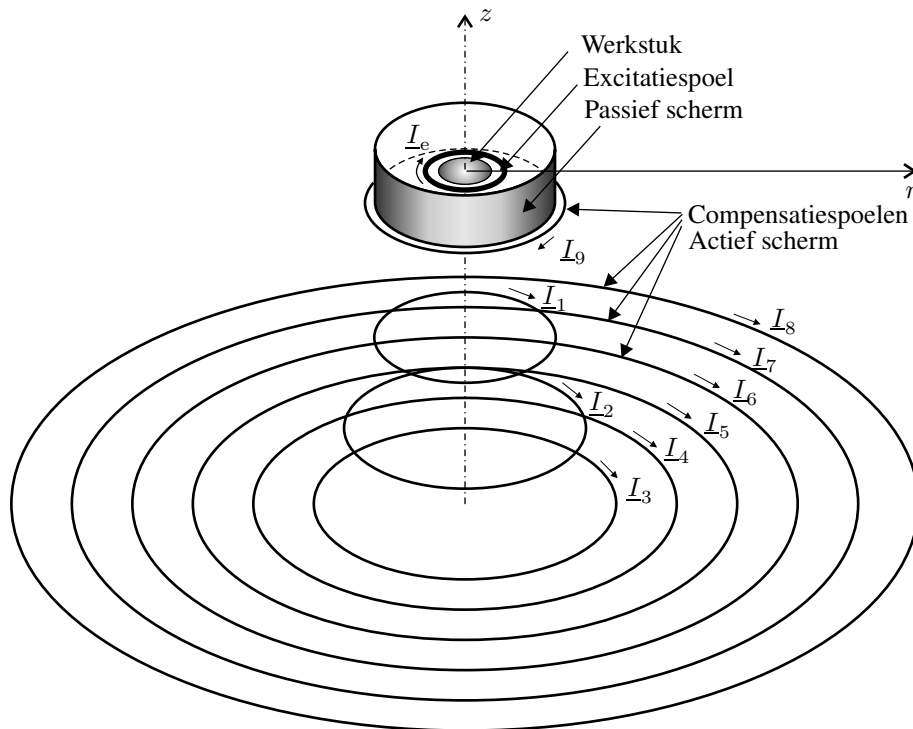
### 4.1 Inleiding

Om de actieve afscherming van de gepaste compensatiestroom te voorzien, is een sturing vereist. De compensatiestroom moet in de eerste plaats gesynchroniseerd zijn met de excitatiestroom. Verder dient de compensatiestroom een welbepaalde amplitude en een welbepaalde fase (ten opzichte van de excitatiestroom) te hebben.

Deze optimale compensatiestroom wordt met de algoritmes uit vorige hoofdstukken berekend voor een gegeven magnetische bron en lay-out van de actieve afscherming, zodanig dat hij aanleiding geeft tot voldoende veldvermindering in het doelgebied. Aangezien de optimale stroom a priori gekend is, lijkt een regeling ervan op het eerste zicht overbodig.

Het magnetisch spreidingsveld kan echter in de loop van de tijd wijzigen door o.a. veranderende materiaaleigenschappen (bij inductieverhitting veranderende geleidbaarheid van het werkstuk door de opwarming), het vervangen van voorwerpen door andere met andere afmetingen, veroudering en slijtage, het plaatsen van andere toestellen in de buurt, ... Deze wijzigingen verlopen traag in vergelijking met de snel veranderende excitatiestroom die meestal een frequentie heeft tussen 400 Hz en 400 kHz. Om onderscheid te maken met de snel wijzigende golfvorm van de excitatiestroom, worden bovenstaande veldwijzigingen verderop aangeduid met “trage externe variaties”. Om deze trage externe variaties op te vangen kan een regeling nuttig zijn om de compensatiestroom steeds optimaal te houden. De regelaar geeft dan een stuursignaal aan de omzetter die op zijn beurt de stroom naar de afscherming stuurt.

In dit hoofdstuk worden twee types sturing bestudeerd en toegepast op de axisymmetrische experimentele opstelling van een inductieverhitter. Deze opstelling wordt gedetailleerd besproken in volgend hoofdstuk (paragraaf 5.6.1), maar figuur 4.1 illustreert reeds hoe de inductieverhitter en de schermen eruit zien. Beide types sturing bestaan uit een *regelaar* die de juiste compensatiestroom berekent en een *omzetter* die de berekende stroom omzet naar een werkelijke stroom in de compensatiespoelen. Beide regelaars maken gebruik van één of meerdere magnetische veldsensoren om de optimale stroom te berekenen die de omzetter moet genereren. Het eerste type sturing heeft een volledig in *software* geïmplementeerde regelaar en een lineaire versterker als omzetter. De frequentie van de excitatiestroom van de inductieverhitter wordt eveneens gegenereerd in dezelfde computer. Het tweede type sturing heeft een regelaar in *analoge hardware* en een omzetter die bestaat uit een hakker en een volle brug. Deze sturing kan onafhankelijk van de sturing van de inductieverhitter werken.



Figuur 4.1. De experimentele opstelling van de inductieverhitter met werkstuk en excitatiestroom  $I_e$ , omringd door een ringvormig koperen passief scherm en door een actief scherm met  $2 \times 9$  compensatiespoelen. Enkel de onderste negen spoelen zijn getekend, maar de bovenste negen spoelen zijn symmetrisch ten opzichte van het vlak  $z = 0$ . De compensatiestroom  $I_k$  in spoel  $k$  met  $k = 1 \dots 9$  is gelijk aan  $I_L$  vermenigvuldigd met het aantal windingen van spoel  $k$



## 4.2 Sturing met software-regelaar

Sommige actieve schermen hebben aparte spoelen voor elke ruimtelijke component in het veld. Deze schermen hebben dan ook drie regelaars nodig voor het regelen van drie compensatiestromen. De hier voorgestelde regelaar echter controleert slechts één compensatiestroom voor het actief scherm waarvan alle compensatiespoelen in serie staan [Sergeant2006a]. Een geschikt ontwerp van de hybride passieve en actieve afscherming garandeert dat de optimale compensatiestroom *alle* componenten van  $\underline{\mathbf{B}}$  in het hele doelgebied minimaliseert, ook al minimaliseert de regelaar zelf slechts het veld in één punt.

De ingangssignalen van de regelaar zijn de excitatiestroom  $I_e(t)$  van de magnetische bron, de compensatie- of laststroom in de actieve afscherming  $I_L(t)$  en de magnetische inductie  $\mathbf{B}(t)$  van een sensor die het magnetisch veld meet in één punt<sup>1</sup>. De veldvector ligt steeds in het  $rz$ -vlak aangezien de azimuthale veldcomponent  $\underline{B}_\phi$  nul is voor axisymmetrische elektrische installaties. Zouden we een assenstelsel kiezen waarvan één as is gealigneerd met de veldvector, dan kan het veld worden voorgesteld door zijn enige van nul verschillende component die we  $\underline{B}_\gamma$  noteren. Tenzij anders vermeld, wordt in het vervolg voor de eenvoud het punt van de sensor gekozen in het vlak  $z = 0$ , in het vlak van de inductieverhitter in figuur 4.1. Hier is de veldvector verticaal gericht zodat in dit vlak geldt dat  $\underline{B}_\gamma = \underline{B}_z$  terwijl  $\underline{B}_r = \underline{B}_\phi = 0$ . Tenslotte is de uitgang van de regelaar de golfvorm van de uit te sturen compensatiestroom  $\underline{I}_L$ . Deze te regelen stroom is dus zowel input (meting van het actuele signaal) als output (stuursignaal).

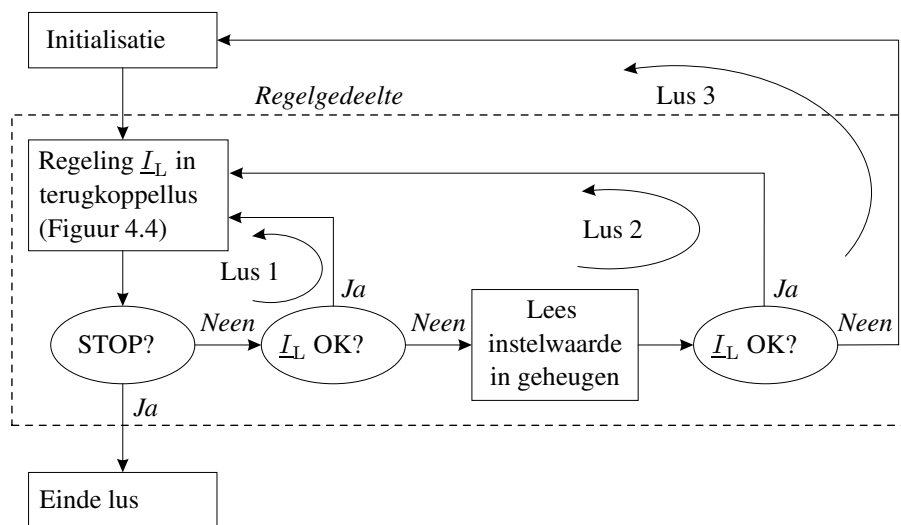
De regelaar werkt in het frequentiedomein omdat de computer te traag is om de regellus even snel te doorlopen als een hardware regelaar zoals in [Antonini2000]. De gemeten ingangen  $I_e(t)$ ,  $I_L(t)$  en  $B_\gamma(t)$  worden gedurende vele perioden bemonsterd, met 100 bemonsteringen per periode. Door een Fourieranalyse wordt het amplitudespectrum bepaald. De fasoren van de grootheden hebben als modulus de grondharmonische component uit het amplitudespectrum en als hoek de fasehoek tussen de beschouwde grootheid en de excitatiestroom.

### 4.2.1 Overzicht van de regelkring

Figuur 4.2 toont een overzicht van het algoritme dat de compensatiestroom regelt. Bij het opstarten vindt een **initialisatie** plaats. Het doel van de initialisatie is om

<sup>1</sup>De stromen en magnetische inducties zijn aangeduid met fasoren omdat ze een sinusoidaal verloop hebben met de frequentie van de excitatiestroom. De amplitude van deze grootheden kan in de tijd wijzigen onder invloed van de in de inleiding vermelde trage externe variaties zoals temperatuursinvloed. We veronderstellen echter dat deze amplitudewijzigingen traag verlopen vergeleken met de tijdsvariatie van de golfvorm, zodat werken in het frequentiedomein nog steeds toegelaten is.

een ruw idee te verkrijgen van de optimale compensatiestroom. Hiertoe scant<sup>2</sup> het algoritme een breed gebied van compensatiestromen rond de voorgeprogrammeerde optimale waarden die voor de gegeven afschermingstoepassing zijn berekend door minimalisatie van een kostenfunctie uit hoofdstuk 3. De compensatiestroom wordt hierbij zowel in amplitude als in fase gevarieerd. De (benadering van de) optimale stroom is deze die een minimale veldsterkte oplevert. De optimale fasor bestaat logischerwijs uit een optimale amplitude  $|\underline{I}_L^*|$  en een optimale fase  $\angle \underline{I}_L^*$ . Indien ook harmonischen moeten weggeregeld worden, bevat de optimale stroom één waarde voor amplitude en fase per weg te regelen harmonische.

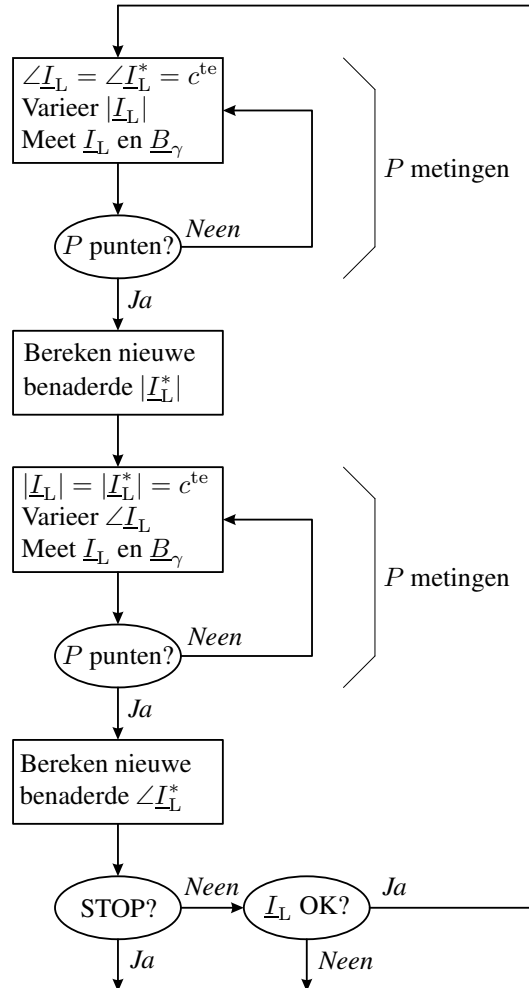


Figuur 4.2. Schema van het regelalgoritme

Na de initialisatie begint het algoritme lus 1, **de normale werkingstoestand** van de regelaar. Hier worden alternerend de amplitude en de fase van de compensatiestroom aangepast. De doorlooptijd van de lus is traag ten opzichte van de excitatieperiode, maar snel ten opzichte van de trage externe variaties (b.v. de opwarmtijd van het werkstuk bij inductieverhitting). In lus 1 worden kleine variaties toegepast op de compensatiestroom om de nieuwe optimale stroom te berekenen: het gaat om  $P$  perturbaties van de amplitude en  $P$  perturbaties voor de fase, zoals getoond in het stroomdiagram van figuur 4.3. Bij het perturberen van de amplitude is de fase de op dat moment optimale waarde  $\angle \underline{I}_L \approx \angle \underline{I}_L^*$ . Bij elke variatie van de amplitude  $|\underline{I}_L|$  worden in het proces de  $\underline{I}_L$  en  $B_\gamma$  gemeten en opgeslagen tot er  $P$  meetpunten zijn. Dan wordt een nieuwe benadering van  $|\underline{I}_L^*|$  berekend zoals uitgelegd in volgende paragraaf en figuur 4.4. Vervolgens wordt deze (benaderde)

<sup>2</sup>Het aftasten van het domein is minder efficiënt dan de algoritmes uit paragraaf 3.10 die op een meer intelligente manier naar het minimum zoeken. Om een ruw idee te bekomen van het minimum is de gebruikte methode echter voldoende en gegarandeerd vrij van convergentieproblemen.

$|\underline{I}_L^*|$  constant gehouden en wordt de fase geperturbeerd.



Figuur 4.3. Stroomdiagram van lus 1 in figuur 4.2. Het berekenen van de nieuwe benaderingen van de optimale amplitude en fase is uitgelegd in paragraaf 4.2.2

Bij het **optreden van een fout** — wanneer bijvoorbeeld geen nieuwe betrouwbare instelwaarde voor de stroom kan worden gevonden — schakelt de computer over naar lus 2. Hier worden voorgeprogrammeerde instelwaarden ingelezen ter vervanging van de onbetrouwbare waarden die de regelaar heeft berekend. Deze voorgeprogrammeerde instelwaarden zijn tijdsafhankelijk en worden bekomen via experimenten of via een aantal optimalisaties zoals beschreven in hoofdstuk 3. In het geval van een inductieverhitter kunnen de instelwaarden als het ware de opwarming van het werkstuk “volgen”. Het is duidelijk dat de regelaar in lus 2 niet teruggekoppeld werkt, maar in *open kring*. Deze werkingstoestand duurt slechts

kort: bij goedgekozen instelwaarden keert het algoritme onmiddellijk terug naar de normale werkingstoestand van lus 1. In het andere geval dat ook lus 2 geen lage veldsterkte oplevert, wordt het algoritme volledig herstart (lus 3).

## 4.2.2 Regelgedeelte

### Overzicht

Het regelgedeelte in figuur 4.2 is in detail getoond in figuur 4.4. In het opwarmingsproces van de inductieverhitter worden eerst de grootheden  $I_e(t)$ ,  $I_L(t)$  en  $B_\gamma(t)$  gedurende enige tijd bemonsterd. We herhalen dat  $\gamma$  de richting in het  $rz$ -vlak voorstelt langswaar de vector  $\mathbf{B}$  in het beschouwde meetpunt gelegen is. Voor elke grootheid is het resultaat een verzameling meetwaarden die als vector wordt voorgesteld in figuur 4.4. Het gaat hier niet om een fysische vector. De magnetische inductie  $\underline{B}_\gamma$  is de som van  $\underline{B}_{\gamma,e}$  veroorzaakt door de excitatiespoel en  $\underline{B}_{\gamma,L}$  veroorzaakt door de actieve afscherming.

Via een Fourier analyse  $\mathfrak{F}$  wordt voor elke grootheid de gemeten verzameling onmiddellijk omgezet naar één fasor voor elke frequentiecomponent  $m$  ( $m = 1 \dots M$ ) die moet wegge-regeld worden. De dubbele pijl na  $\mathfrak{F}$  in figuur 4.4 stelt in het algemene geval dus  $M$  fasoren voor, wat overeenkomt met  $M$  amplitudes en  $M$  fasen voor elke grootheid. In figuur 4.4 wordt het eenvoudige geval beschouwd dat slechts één harmonische wordt wegge-regeld, zodat alle grootheden door één fasor kunnen worden voorgesteld.

Met deze fasoren moet een nieuwe optimale fasor  $\underline{I}_L^*$  van de compensatiestroom worden bepaald. Dit gebeurt op drie verschillende manieren die verderop worden uitgelegd. De drie routines “Polynoom”, “Min  $|\underline{B}_\gamma|$ ” en “ $\angle \underline{B}_\gamma$ ” berekenen elk op hun manier de nieuwe benadering van de optimale  $\underline{I}_L^*$ , gebruik makend van  $P$  meetpunten. De uiteindelijke waarde is een gewogen som van de drie resultaten. Nog een vierde term kan echter een bijdrage leveren aan de gewogen som: het gaat om voorgeprogrammeerde waarden  $f_m(t)$  voor elke harmonische  $m$ . Deze waarden kunnen tijdsafhankelijk zijn en hebben vooral belang wanneer de standaardroutines falen, namelijk in lus 2 in figuur 4.2. Het is evident dat de gewichtsfactoren  $w_j$  met  $j = 1 \dots 4$  in de gewogen som

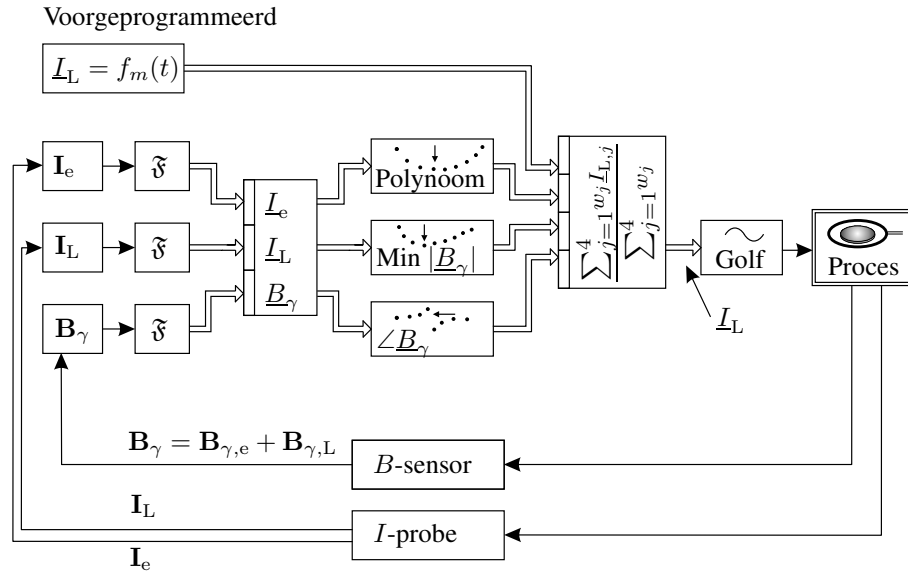
$$\frac{\sum_{j=1}^4 w_j \underline{I}_{L,j}}{\sum_{j=1}^4 w_j} \quad (4.1)$$

het relatieve gewicht bepalen van elke routine. Bovendien heeft elke routine een foutenvlag die haar gewicht vermindert indien er iets fout loopt bij de berekening van de nieuwe benadering van de optimale stroom.

Het uiteindelijke resultaat van (4.1) is de fasor  $\underline{I}_L$  die een benadering is van  $\underline{I}_L^*$ . In het algemene geval van  $M$  weg te regelen harmonischen ontstaat er een vector met  $M$  elementen:

$$\underline{I}_L = (\underline{I}_L^{(I)} \quad \underline{I}_L^{(II)} \quad \dots \quad \underline{I}_L^{(M)}) \quad (4.2)$$

Tenslotte wordt het resultaat van (4.1) omgezet van het frequentiedomein naar het tijdsdomein in het blok “Golf” in figuur 4.4. De golfvorm van de compensatiestroom wordt versterkt en gestuurd naar het actief scherm in het blok “Proces”.



Figuur 4.4. Regelgedeelte van de software sturing. Enkelvoudige pijlen vertegenwoordigen grootheden in het tijdsdomein; dubbele pijlen vertegenwoordigen grootheden in het frequentiedomein. Voor de eenvoud wordt aangenomen dat slechts één harmonische wordt weggeregeld zodat alle frequentiedomein-grootheden uit één enkele fasor bestaan. De stroom  $\underline{I}_L$  is een benadering van de optimale stroom  $\underline{I}_L^*$ .

### Polynoom

De routine “Polynoom” in figuur 4.4 benadert de optimale compensatiestroom door een regressie: rond het vorige optimum van de compensatiestroom worden  $P$  kleine perturbaties uitgevoerd wat betreft de amplitude en  $P$  wat betreft de fase — zie ook figuur 4.3. Er zijn in totaal dus  $2P$  perturbaties, die worden gemaakt door onafhankelijke fase- of amplitudecorrecties op de stroom. Tijdens de perturbaties voor de amplitude is de ingestelde waarde voor de fase de (vorige) optimale waarde en vice versa. Door de  $P$  punten wordt dan de best passen-

de tweedegraads-polynoom of parabool bepaald. Het optimum is het punt waarmee het minimum van de gevonden parabool correspondeert. De perturbaties zijn voorgeprogrammeerde afwijkingen van de huidige benadering van de optima  $|\underline{I}_L^*|$  of  $\angle \underline{I}_L^*$ . Ze zijn een compromis tussen enerzijds voldoende grote variatie voor een nauwkeurige bepaling van de parabool en anderzijds voldoende kleine verstoring om de compensatiestroom niet te ver van zijn optimale waarde te brengen.

De meer wiskundige uitleg gaat voor de eenvoud uit van slechts één weg te regelen harmonische  $m$ . De frequentiedomein-grootheden zijn dan fasoren zoals in figuur 4.4. De redenering kan worden overgedaan voor elke harmonische  $m = 1 \dots M$  en kan worden toegepast zowel op de amplitude- als op de fase-perturbaties. De fasor  $\underline{B}_\gamma^{(m)}$  wordt  $P$  keer gemeten, waarbij de metingen worden genoteerd als  $\underline{B}_{\gamma,i}^{(m)}$  met  $i = 1 \dots P$ . De polynoom-regressie zoekt de sequentie  $f_i$  die in de  $P$  tijdstippen het best overeenkomt met de gemeten  $\underline{B}_{\gamma,i}^{(m)}$ :

$$f_i = \sum_{j=0}^g a_j x_i^j, \quad i = 1 \dots P. \quad (4.3)$$

Hierin is  $g$  de orde van de polynoom;  $a_j$  zijn de coëfficiënten van de best passende polynoom en  $x$  is ofwel  $|\underline{I}_L|$  ofwel  $\angle \underline{I}_L$ . De routine minimaliseert het kwadraat van de fout via

$$\min \frac{1}{P} \sum_{i=1}^P (f_i - |\underline{B}_{\gamma,i}^{(m)}|)^2 \quad (4.4)$$

en zoekt de optimale coëfficiënten  $a_j$  horend bij het minimum. Bij een tweede-orde polynoom  $f(x) = a_0 + a_1 x + a_2 x^2$  is het minimum

$$x_{\min} = -\frac{1}{2} \cdot \frac{a_1}{a_2}. \quad (4.5)$$

De foutenvlag van de polynoom-routine is waar indien  $a_2$  negatief is, wat betekent dat  $x_{\min}$  een maximum is in plaats van een minimum, of wanneer  $x_{\min}$  ver buiten het afgetaste domein van perturbaties ligt.

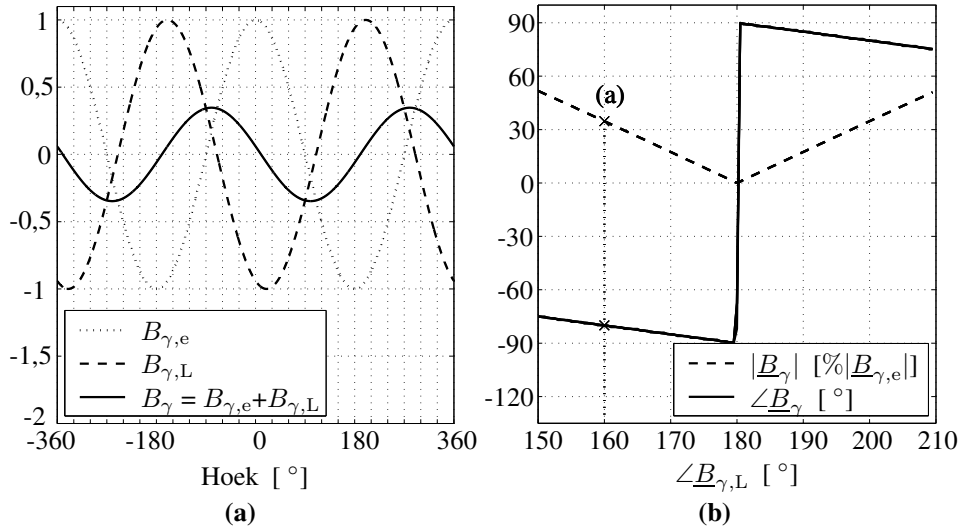
### Minimale $|\underline{B}_\gamma|$

De routine “Min  $|\underline{B}_\gamma|$ ” berekent eerst  $|\underline{B}_{\gamma,i}^{(m)}| = \sqrt{|\underline{B}_{r,i}^{(m)}|^2 + |\underline{B}_{z,i}^{(m)}|^2}$  voor alle  $i = 1 \dots P$  perturbaties van de amplitude of van de fase. Vervolgens wordt uit de  $P$  amplitudewaarden of fasewaarden van de compensatiestroom die waarde uitgekozen die aanleiding geeft tot de laagste  $|\underline{B}_{\gamma,i}|$  onder de  $P$  meetpunten. Deze waarde wordt de nieuwe benadering van het optimum. De foutenvlag wordt gezet

indien de minimale waarde aan de rand van het gescande domein ligt. Dit betekent dat het optimum buiten dit domein ligt. Aangezien deze routine niet extrapoleert — de geschatte “optimale” waarde ligt steeds binnen het domein — is de schatting zeer betrouwbaar, maar kan de convergentiesnelheid naar het optimum laag zijn.

### Tegengestelde fase $\angle \underline{B}_\gamma$

Terwijl de routines “Polynoom” en “Min  $|\underline{B}_\gamma|$ ” enkel amplitude-informatie van  $|\underline{B}_\gamma^{(m)}|$  gebruiken, beschouwt de routine “ $\angle \underline{B}_\gamma$ ” de fase-informatie van de gemeten  $\underline{B}_\gamma^{(m)}$  om de optimale fase van de compensatiestroom te schatten. De compensatiestroom is optimaal wanneer zijn veld in het meetpunt exact tegengesteld is aan het excitatieveld:  $\angle \underline{I}_L^{(m)} = \angle \underline{B}_{\gamma,L}^{(m)} = \angle \underline{B}_{\gamma,e}^{(m)} \pm 180^\circ$ .



Figuur 4.5. (a) Het veld van de excitatiespoel  $B_{\gamma,e}$  wordt verzwakt door een tegenwerkend compensatieveld  $B_{\gamma,L}$  met zelfde amplitude maar niet perfect tegengestelde fase ( $160^\circ$  in plaats van  $180^\circ$ ). Het resulterend gemeten veld  $B_\gamma$  is niet perfect nul en heeft een fase van  $-80^\circ$ . (b) Neemt de hoek van  $\underline{I}_L$  (of  $\underline{B}_{\gamma,L}$ ) stapsgewijze toe, dan bereikt de amplitude van het gemeten veld  $B_\gamma$  (uitgezet in percent van het excitatieveld) nul bij het optimum  $180^\circ$ , en maakt de fase een sprong van  $-90^\circ$  naar  $+90^\circ$ . De golfvormen van (a) corresponderen met het door kruisen aangeduide punt met abscis  $160^\circ$  in (b)

Het excitatieveld  $B_{\gamma,e}^{(m)}$  kan echter niet worden gemeten, aangezien de sensor steeds de som  $B_\gamma^{(m)} = \underline{B}_{\gamma,e}^{(m)} + \underline{B}_{\gamma,L}^{(m)}$  opmeet. Als functie van de hoek van het gemeten veld  $\underline{B}_\gamma^{(m)}$  wordt het optimum bereikt waar  $\angle \underline{B}_{\gamma,L}^{(m)} = \angle \underline{B}_\gamma^{(m)} \pm 90^\circ$ . Om dit in te zien wordt gebruik gemaakt van figuur 4.5. In figuur 4.5b wordt de fase

van het compensatieveld  $\angle \underline{B}_{\gamma,L}^{(m)}$  in kleine perturbaties verhoogd van een waarde kleiner dan het optimum naar een waarde groter dan het optimum. De amplitude en fase van het totale veld  $\underline{B}_{\gamma,L}^{(m)}$  dalen aanvankelijk monotoon naar nul respectievelijk  $-90^\circ$ . Figuur 4.5a toont de golfvormen horend bij één punt in figuur 4.5b, namelijk het punt waar het compensatieveld  $160^\circ$  nait op het excitatieveld. Bij het optimum van  $180^\circ$  in figuur 4.5b is de amplitude exact nul — wat perfecte compensatie betekent — en maakt de fase een sprong van  $-90^\circ$  naar  $+90^\circ$ . vervolgens stijgt de amplitude terug monotoon terwijl de fase afneemt.

De routine “ $\angle \underline{B}_\gamma$ ” laat  $\angle \underline{I}_L^{(m)}$  in kleine perturbaties toenemen in de buurt van het optimum en detecteert de fasesprong in  $B_\gamma^{(m)}$ . De optimale waarde van de routine is een lineaire interpolatie tussen de twee punten aan weerszijden van de fasesprong.

### 4.2.3 Experimentele resultaten

#### Experimentele opstelling

De experimentele opstelling bestaat uit een inductieverhitter met geometrie geschetst in figuur 4.1 en details gegeven in paragraaf 5.6.1. Rond de inductieverhitter is een ringvormig passief scherm aangebracht uit 0,5 mm dik koper, en een actief scherm bestaande uit  $2 \times 9$  compensatiespoelen die door de sturing van stroom worden voorzien. De regelaar is geïmplementeerd in LabVIEW en maakt gebruik van een data-acquisitiekaart NI PCI-6110. De gebruikte sensor is de 3D sensor uit paragraaf 5.2. De golfvorm voor de compensatiestroom wordt gegenereerd via de data-acquisitiekaart en een lineaire versterker. Bij de experimentele opstelling wordt de excitatiestroom eveneens gemaakt via de acquisitiekaart en een andere lineaire versterker. De regelaar moet bijgevolg niet synchroniseren met een onbekende golfvorm, aangezien zowel excitatiestroom als compensatiestroom samen worden uitgestuurd door de software.

#### De optimale sensorpositie

Aangezien het veld slechts in één punt naar nul wordt geregeld is het belangrijk de sensor in een punt te leggen dat relevant is voor het hele doelgebied. Dit punt moet zodanig gekozen worden dat de optimale compensatiestroom de optimale stroom is voor het hele doelgebied, zoals berekend in de simulaties.

Figuur 4.6 toont de magnetische inductie voor verschillende punten in het vlak  $z = 0$ , als functie van de amplitude van de compensatiestroom  $\underline{I}_L$ . De horizontale as is relatief ten opzichte van de berekende optimale compensatiestroom (zie



paragraaf 5.6.1).

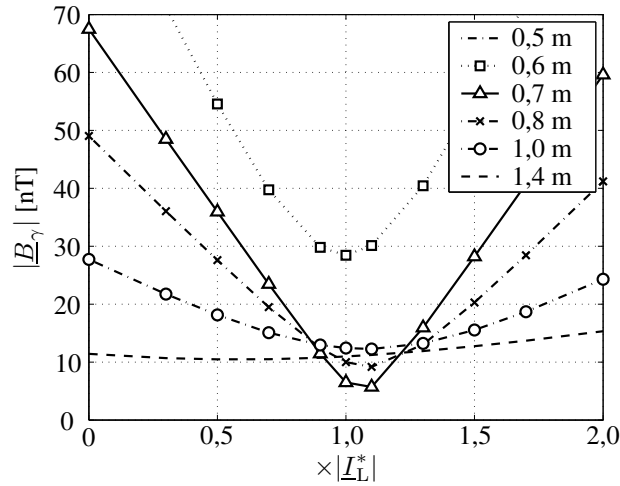
$$\underline{I}_L^* = 0,0371 - 0,0379j \text{ A} = 0,053 \cdot e^{-0,796j} \text{ A} \quad (4.6)$$

Voor een goede afscherming is niet alleen de amplitude van  $\underline{I}_L$  belangrijk, maar ook de fase: de compensatiestroom dient  $0,796$  radialen, of  $46^\circ$  na te ijen (de hoek is negatief) op de excitatiestroom  $\underline{I}_e = 40 \cdot e^{0j} \text{ A}$ .

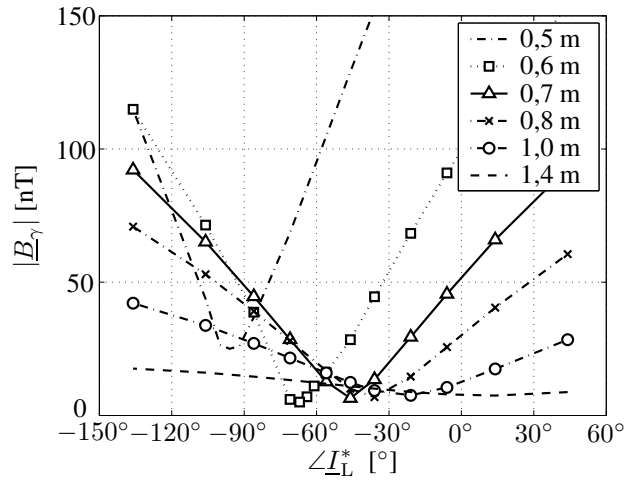
Voor  $|\underline{I}_L| = 0$  wordt het inductieniveau met enkel passief scherm gemeten. Wanneer de compensatiestroom toeneemt daalt de magnetische inductie eerst, bereikt dan een optimum en begint vervolgens weer te stijgen. In alle meetpunten wordt het optimum gevonden bij ongeveer 1, dus bij de berekende amplitude  $|\underline{I}_L^*|$ . Kijkt men enkel naar de amplitude, dan lijkt elk punt van het doelgebied geschikt om de sensor te plaatsen.

De minima in Figuur 4.6 hebben echter niet dezelfde functiewaarden. De minimale functiewaarde treedt op bij een straal van  $0,7 \text{ m}$  hoewel men eerder verwacht dat de veldsterkte afneemt met de afstand tot de axisymmetrie-as. Figuur 4.7 geeft de verklaring door de inductie te tonen als functie van de fase van  $\underline{I}_L$ . De amplitude is de optimale waarde  $|\underline{I}_L^*|$ . In elk punt is er een optimale fase, maar deze optimale fase verschilt van ongeveer  $20^\circ$  najling bij  $r = 1,4 \text{ m}$  tot meer dan  $100^\circ$  najling bij  $r = 0,50 \text{ m}$ . Het koperen passief scherm beïnvloedt dus sterk de fase, want zonder dit scherm is de fase in het hele doelgebied ongeveer  $0$ , d.w.z. dat het veld in fase is met de excitatiestroom. Het minimum bevindt zich bij abscis nul wanneer de sensor op  $0,7 \text{ m}$  afstand van de as  $r = 0$  ligt. Indien het veld wordt geminimaliseerd met de sensor in het punt  $(0,7; 0)$ , dan zal de optimale compensatiestroom  $\underline{I}_{L,m}^*$  die het regelalgoritme instelt ook de berekende stroom  $\underline{I}_L^*$  zijn die optimaal is in het hele doelgebied:  $\underline{I}_{L,m}^* \approx \underline{I}_L^*$ . De index  $m$  geeft gemeten waarden weer die tijdens het regelproces worden opgetekend. In feite moet dus in de driedimensionale ruimte het minimum gezocht worden van een oppervlak dat de magnetische inductie vertegenwoordigt zoals getoond in figuur 4.8.

Naast het punt  $(0,7; 0)$  geven nog andere sensorposities buiten het  $z = 0$ -vlak aanleiding tot de optimale compensatiestroom. Figuur 4.9 illustreert de gekozen compensatiestroom als functie van de sensorpositie. De drie curves  $z = 0$ ,  $z = 0,25$  en  $z = 0,5$  hebben ongeveer de correcte  $|\underline{I}_L|$  in het bereik  $0,6 \text{ m} < r < 0,9 \text{ m}$ . Ook de fases  $\angle \underline{I}_L$  zijn hier min of meer gelijk, behalve voor de curve bij  $z = 0$  waar het passief scherm op korte afstand voor een aanzienlijke fasenajling zorgt. Buiten het genoemde bereik zijn noch de amplitude noch de fase van  $\underline{I}_L$  correct. Indien de sensor enkel in dit genoemde bereik mag geplaatst worden kan het controle-algoritme alleen in open kring werken en de voorgeprogrammeerde instellingen gebruiken.



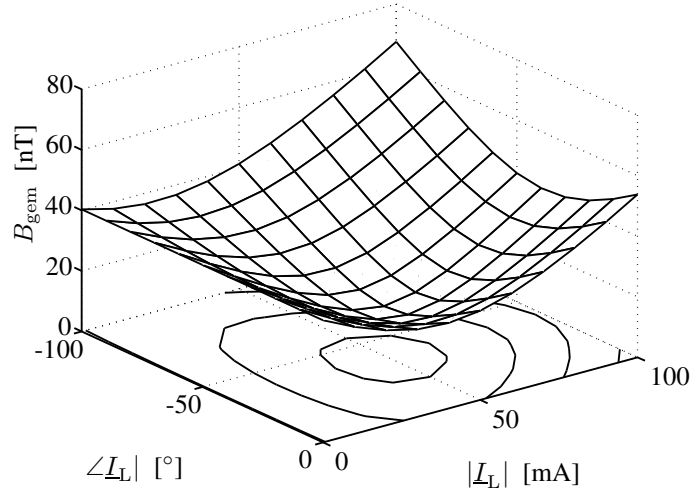
Figuur 4.6. Magnetische inductie als functie van  $|I_L|$  in verschillende meetpunten bij  $z = 0$  en bij  $r$  gegeven in de legende;  $B_\gamma$  ligt op de  $z$ -as. De horizontale schaal is relatief ten opzichte van de optimale berekende  $|I_L^*| = 53$  mA. De curve voor  $r = 0,5$  m ligt steeds hoger dan 70 nT



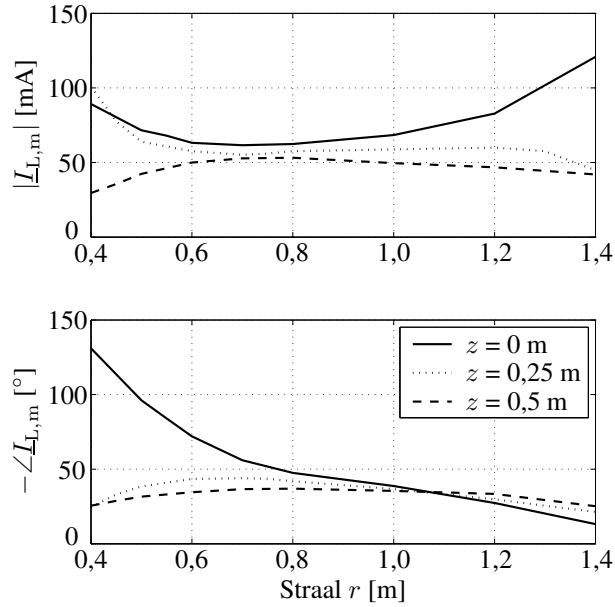
Figuur 4.7. Magnetische inductie als functie van  $\angle I_L$  in verschillende meetpunten bij  $z = 0$  en bij  $r$  gegeven in de legende. De optimale berekende hoek  $\angle I_L^*$  is gelijk aan  $-46^\circ$

### Vergelijking van metingen en berekeningen

Figuren 4.10 en 4.11 vergelijken in enkele punten de berekende curves van figuur 4.6 en figuur 4.7 met metingen. De overeenkomst is goed waar de veldsterkte vrij hoog is. In de punten waar de velden van excitatiespoel, passief scherm en actief scherm elkaar sterk tegenwerken, is er verschil te zien tussen metingen

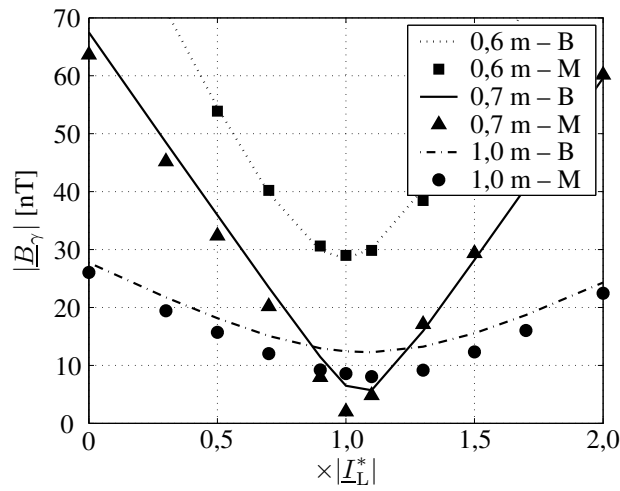


Figuur 4.8. Gemiddelde magnetische inductie  $B_{\text{gem}}$  in het doelgebied van de experimentele opstelling als functie van de amplitude en fase van de ingestelde compensatiestroom. Dankzij het koperen passief scherm bedraagt de optimale compensatiestroom slechts  $53 \cdot e^{-46^\circ j}$  mA

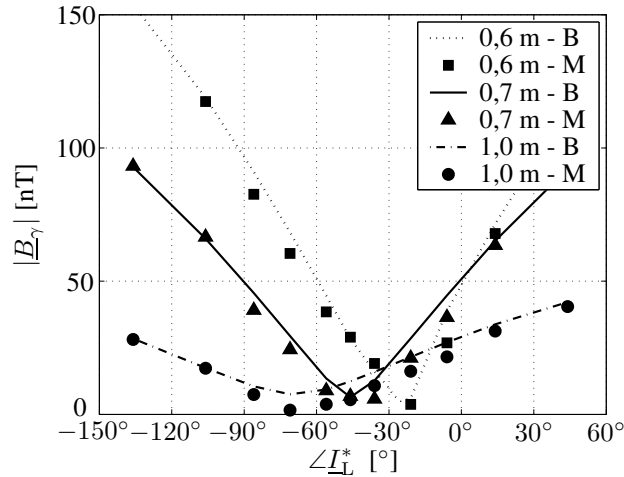


Figuur 4.9. Optimale amplitude en fase van de gemeten compensatiestroom (ingesteld door de regelaar) in functie van de sensorpositie. De optimale waarden gegeven door de berekening zijn  $|I_L| = 53$  mA en  $-\angle I_L = 46^\circ$ . Het minteken duidt op naijling ten opzichte van de excitatiestroom

en berekeningen. Dit is te wijten aan de beperkte nauwkeurigheid van de EE-berekeningen en onnauwkeurigheden in de positionering van de schermen en de sensor in de testopstelling. De optimale stroom in de metingen bedraagt 0,0343 - 0,0490j A en verschilt hiermee in lichte mate van de berekende optimale stroom 0,0373 - 0,0379j A. Een mogelijke oorzaak is de niet perfecte positionering van de compensatiespoelen. De invloed van ruis en eventuele radiosignalen wordt zoveel mogelijk beperkt door het uitvoeren van een Fourier analyse op de metingen (paragraaf 5.6.1).



Figuur 4.10. Berekende (B) en gemeten (M) norm van  $B$  als functie van  $|L_L|$ , voor verschillende meetpunten bij  $z = 0$  en  $r$  gegeven in de legende. De horizontale as is relatief ten opzichte van de optimale berekende  $|L_L^*|$



Figuur 4.11. Berekende (B) en gemeten (M) norm van  $B$  als functie van  $\angle L_L^*$ , voor verschillende meetpunten bij  $z = 0$  en  $r$  gegeven in de legende

## Harmonischen

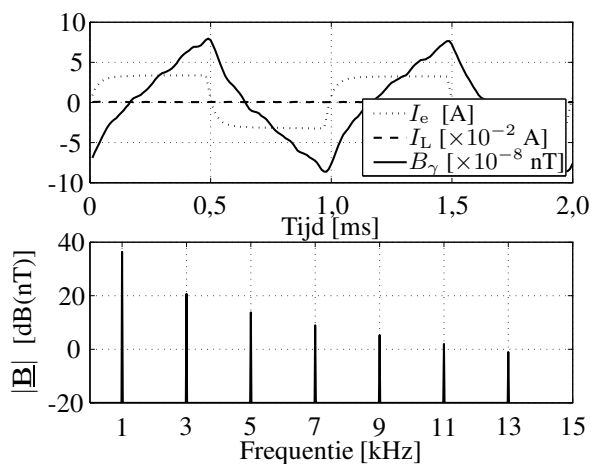
Naast de grondharmonische kunnen ook harmonischen in het magnetisch veld gereduceerd worden. In figuren 4.12, 4.13 en 4.14 wordt de excitatiestroom bekomen door een blokgolf van 1 kHz aan te leggen aan de excitatiespoel, zijnde een  $LR$ -circuit met een tijdsconstante van  $33 \mu s$ . De stroom is benaderend een blokgolf met een oneindig aantal oneven harmonischen. De amplitude van harmonische  $m$  is  $1/m$  keer de amplitude van de grondgolf. Het veld wordt gemeten in het punt  $(0,7; 0)$  waar de magnetische inductie verticaal gericht is:  $\underline{B}_\gamma = \underline{B}_z$ . De effectiefwaarde van de magnetische inductie is weergegeven in de figuren.

Hoewel het ongecompenseerde magnetisch veld in figuur 4.12 op het eerste zicht ook een  $1/m$  spectrum heeft, is de golfvorm van het veld geen blokgolf meer: hoe hoger de frequentie, hoe beter de veldreductie door het werkstuk en het passief scherm. De amplitude van de  $m$ -de harmonische is kleiner dan  $1/m$  keer de amplitude van de golfvorm. Ook de faseverdraaiing (niet getoond in figuur 4.12) is frequentie-afhankelijk.

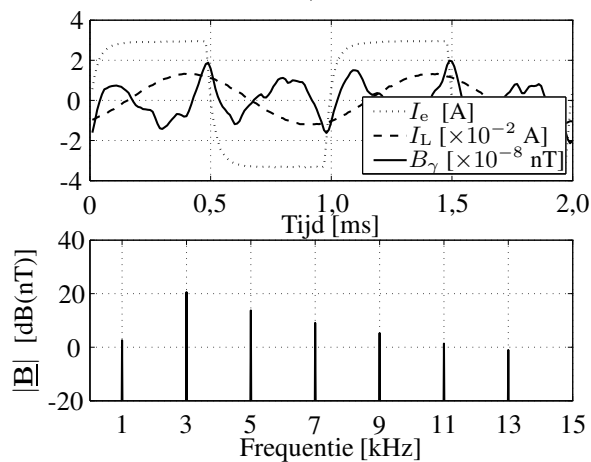
Figuur 4.13 toont dezelfde excitatiegolfvorm, maar met compensatie van de 1 kHz frequentie. De compensatiestroom is nu sinusoidaal, en het spectrum van de magnetische inductie bij de meetpositie toont dat de eerste harmonische gereduceerd is van 65 nT naar 1,35 nT (amplitudewaarden), terwijl de andere harmonischen onveranderd blijven. In het geval van figuur 4.14 worden ook de derde en de vijfde harmonische weggeregeld in het sensorpunt. Het is echter mogelijk dat de harmonischen in  $\underline{I}_L$  niet optimaal zijn in het hele doelgebied. De sensorpositie werd immers enkel geoptimaliseerd voor de grondharmonische.

## Dynamisch gedrag

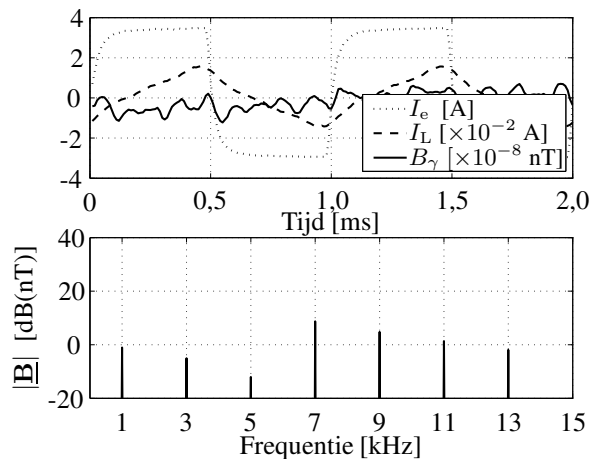
Figuur 4.15 illustreert de **werking van de teruggekoppelde lus** met  $P = 10$  — dus 10 metingen vooraleer een instelwaarde  $\underline{I}_L$  wordt vernieuwd (zie figuur 4.4). Het afwisselend scannen van tien punten voor de amplitude en tien voor de fase is te zien in Figuur 4.15. Na tien meetpunten maakt de curve een sprong wanneer de instelwaarde wordt aangepast. Het aantal punten  $P$  is een compromis tussen snelheid (kleine  $P$ ) en accuraatheid van de nieuwe instelwaarde (grote  $P$ ). Gedurende het opwarmingsproces vermindert door de **temperatuurstijging** de geleidbaarheid van het werkstuk, zodat een hoger magnetisch spreidingsveld ontstaat. Aangezien de inductieverhitter in de testopstelling te weinig vermogen heeft om het werkstuk op te warmen, is de temperatuurstijging gesimuleerd door een traag stijgende excitatiestroom die door de regelaar niet werd opgemeten. Hiervoor werd tijdelijk het ingangssignaal van de excitatiestroom losgekoppeld van de regelaar. Als gevolg van de stijgende magnetische inductie verhoogt de regelaar stapsgewijs de instelwaarde voor de amplitude.



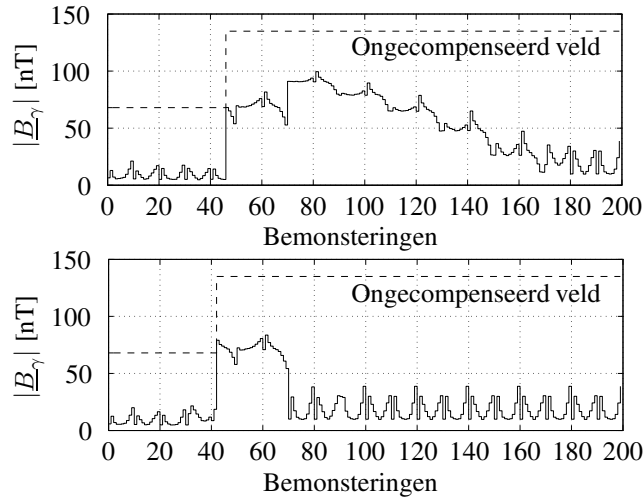
Figuur 4.12. Golfvormen en spectrum van  $B_\gamma$  zonder actieve compensatie.  $B_{\text{eff}} = 47,6 \text{ nT}$



Figuur 4.13. Golfvormen en spectrum van  $B_\gamma$  met actieve compensatie van grondharmonische.  $B_{\text{eff}} = 8,7 \text{ nT}$



Figuur 4.14. Golfvormen en spectrum van  $B_\gamma$  met actieve compensatie van harmonischen 1, 3 en 5.  $B_{\text{eff}} = 4,6 \text{ nT}$



Figuur 4.15. Tijdsverloop van de gemeten magnetische inductie in het punt (0,7; 0) bij vervanging van het werkstuk door een kleiner werkstuk: gemeten veld op de positie van de sensor met verkeerde instelwaarden (boven) en juiste instelwaarden (onder). In het beschouwde meetpunt is  $|\underline{B}| = |B_z|$ . De regelaar voert ongeveer twee bemonsteringen per seconde uit

Het **werkstuk vervangen** veroorzaakt een stap in de veldintensiteit. In figuur 4.15 wordt het werkstuk van 191 mm vervangen door een kleiner van 150 mm. De stap in het ongecompenseerde veld wordt getoond in streeplijn in figuur 4.15 en het stapantwoord van de regelaar in volle lijn. Na het vervangen van het werkstuk tussen meetpunt 40 en 50 detecteert het algoritme de verandering in het veld. Het algoritme tracht eerst een nieuw optimum te vinden gedurende één extra cyclus, maar slaagt er niet in een goede waarde te vinden. Bijgevolg wordt de terugkoppelkring (lus 1) even onderbroken om een voorgeprogrammeerde instelwaarde uit het geheugen te halen (lus 2). In de bovenste figuur van figuur 4.15 werd opzettelijk een verkeerde instelwaarde in het geheugen gestopt. Het algoritme vindt het juiste optimum terug na 180 bemonsteringen. In de onderste figuur worden deze optimale waarden onmiddellijk bereikt wanneer na 30 samples deze waarden uit het geheugen worden gehaald. Aangezien de regelaar de terugkoppellus slechts ongeveer tweemaal per seconde uitvoert, duurt het nog steeds 15 seconden vooraleer de fout is weggeregeld. Men kan de regelaar echter sneller de geheugenwaarden laten uitlezen dan in figuur 4.15b, bijvoorbeeld na 10 in plaats van na 30 bemonsteringen. Bovendien kan de doorlooptijd van de lus verkort worden. Het grootste deel van de tijd gaat naar het bemonsteren van de grootheden, omdat elke bemonstering in werkelijkheid bestaat uit 10000 meetpunten waarop een Fourier analyse wordt uitgevoerd (100 perioden tegen 100 meetpunten per periode). De software regelaar kan echter drastisch sneller gemaakt worden door een kleiner aantal meetpunten per bemonstering te beschouwen.

Tabel 4.1. Gewichtsfactoren voor de blokken uit paragraaf 4.2.2 voor de berekening van nieuwe instelwaarden van amplitude en fase van  $\underline{I}_L$ . De factoren hangen af van de foutenvlag (FV) van elk blok

Controle- blok	Gewichts- factor	Amplitude		Fase	
		FV = 0	FV = 1	FV = 0	FV = 1
Polynoom	$w_1$	1	0	1	0
Min $ \underline{B}_\gamma $	$w_2$	1	1	1	1
$\angle \underline{B}_\gamma$	$w_3$	0	0	1	0
Geheugen	$w_4$	0	0	0	0

Na het **volledig wegnemen van het werkstuk** kan het algoritme noch de optimale amplitude noch de optimale fase vinden, tenzij ze werden geprogrammeerd. De curve convergeert niet en wordt instabiel. Het algoritme keert terug naar de initialisatietoestand (figuur 4.2) in de hoop door het afscannen van een groot gebied toch een nieuw optimum aan te treffen.

Tabel 4.1 toont de gekozen gewichtsfactoren in (4.1) voor elk controleblok. De gewichtsfactor van een blok is kleiner indien het geen optimum kan vinden. Het dynamisch gedrag van de regelaar hangt af van deze gewichtsfactoren. Hoge  $w_1$  en  $w_3$  zorgen voor snelle convergentie, maar verhogen het risico op instabiliteit. Een hoge keuze van  $w_2$  vertraagt de convergentie en een hoge  $w_4$  zorgt ervoor dat de instelwaarden steeds kort bij de voorgeprogrammeerde waarden blijven. Indien  $w_1 = w_2 = w_3 = 0$  terwijl  $w_4 \neq 0$  werkt de regelaar in open kring; lus 1 en lus 2 zijn dan identiek.

## 4.3 Sturing met hardware-regelaar

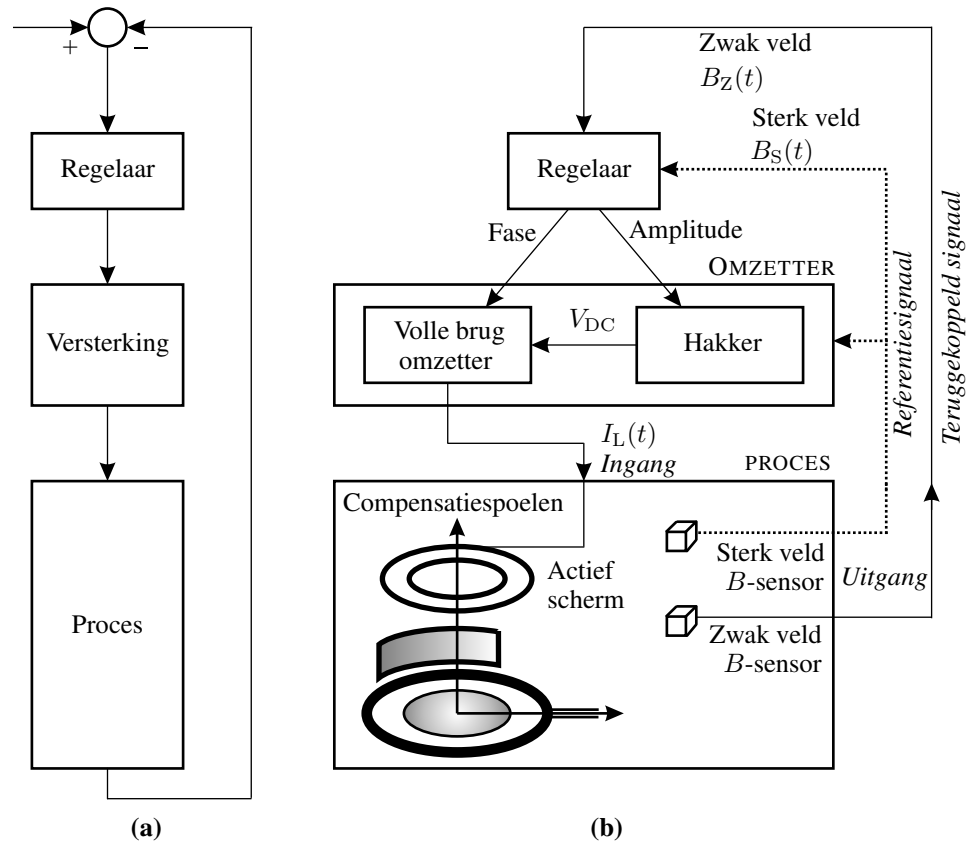
### 4.3.1 Overzicht van de regelkring

De regelaar in hardware is een analoog elektronisch circuit, dat de optimale compensatiestroom berekent. Het creëren van de compensatiestroom gebeurt in de omzetter, waar de uitgangssignalen van de regelaar worden omgevormd tot een stroomgolfvorm. De bedoelingen van de combinatie regelaar en omzetter zijn enerzijds hoog rendement en anderzijds werking in een breed frequentiegebied (1 kHz – 100 kHz) en dit onafhankelijk van de convertor voor de excitatiestroom.

Figuur 4.16a toont het **basisschema van een regelkring** voor een proces met één ingang en één uitgang [De Keyser2005]. Deze klassieke regelkring bestaat uit een regelaar — eventueel gevolgd door een versterker — en uit een proces. De uitgang van het proces wordt teruggekoppeld en vergeleken met de wenswaarde. Het



verschil tussen beide naar nul regelen is de taak van de regelaar. Na versterking wordt het stuursignaal van de regelaar aangeboden aan de ingang van het proces.



Figuur 4.16. (a) Overzicht van de klassieke regelkring en (b) de klassieke regelkring toegepast op actieve afscherming van inductieverhitting. Figuur 4.17 toont meer details over de regelaar en de omzetter

De klassieke regelkring wordt **toegepast op het sturen van een actieve afscherming** in figuur 4.16b, waar het proces inductieverhitting is. De uitgang van het proces levert opnieuw één teruggekoppeld signaal, namelijk het “zwakke veld”  $B_Z(t)$ . Dit is de gemeten golfvorm van het magnetisch veld in een relevant punt waar het veld wordt weggeregeld. De vergelijking met de wenswaarde vervalt omdat de wenswaarde nul is, vermits het de bedoeling is het magnetisch veld naar nul te regelen. De regelaar probeert de fout  $B_Z(t)$  nul te maken door gepaste stuursignalen aan te maken. Een bijkomend verschil met de klassieke regelaar is dat het bij de afscherming om een tweedimensionale regelaar gaat. De regelaar voor de afscherming levert twee verderop uitgelegde uitgangssignalen en heeft als input twee ingangssignalen: naast het meetsignaal  $B_Z(t)$  wordt ook het referentiesignaal  $B_S(t)$  gebruikt. Het laatste signaal is eveneens een magnetisch

veld, gemeten op een plaats kort bij de excitatiespoel waar het veld sterk is en niet wordt beïnvloed door de afscherming. Het sterke veld  $B_S(t)$  is dan ook een referentiesignaal dat de regelaar en de omzetter gebruiken om te synchroniseren met het aanwezige magnetische veld. Zowel het zwak als het sterk veld worden gemeten door twee magnetische veldsensoren met ferrietkern (paragraaf 5.2).

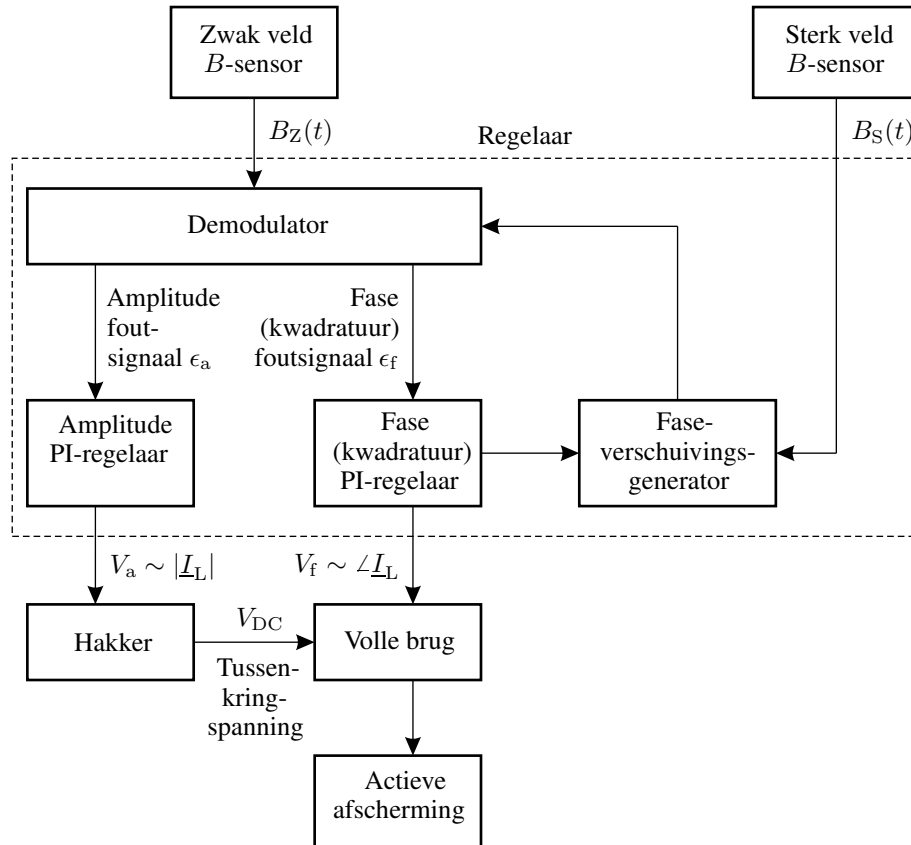
Overeenkomstig het blok “versterking” in figuur 4.16a is er een vermogengedeelte waar de zwakke stuursignalen omgezet worden naar golfvormen met hoger vermogen. De vermogenomzetter bestaat uit een volle brugschakeling waarvan de voedingsspanning door een hakker wordt geregeld. Het resultaat is de golfvorm  $I_L(t)$  van de compensatiestroom  $\underline{I}_L$  die naar de spoelen in het proces wordt gestuurd.

Het **schema van de sturing** in figuur 4.17 is de combinatie van de regelaar en de omzetter. Via de twee golfvormen van  $B$ -sensoren aan de ingang, construeert de regelaar twee uitgangssignalen. Hiertoe wordt het signaal van het weg te regelen zwakke veld  $B_Z(t)$  gedemoduleerd tot twee foutsignalen  $\epsilon_a$  en  $\epsilon_f$ . De fase-informatie voor het demoduleren wordt gehaald uit het referentiesignaal  $B_S(t)$  van het sterke veld. De gemiddelden van de twee foutsignalen  $\epsilon_a$  en  $\epsilon_f$  zijn een maat voor de fout op de amplitude van de ingestelde compensatiestroom  $I_L(t)$  respectievelijk zijn fase. Twee PI-regelaars trachten deze fouten weg te regelen en maken hiertoe de stuursignalen  $V_a$  en  $V_f$ . Deze zijn traag variërende, quasi-gelijkspanningen. Bijgevolg worden ze niet aangeduid als tijdsfunctie of als fasor. In tegenstelling tot  $B_Z(t)$  en  $B_S(t)$  hebben ze immers niet de frequentie van de excitatiestroom van de inductieverhitter. De regelaar werkt dus in het frequentiedomein. Het amplitudesignaal wordt door de hakker gebruikt om een spanning  $V_{DC}$  te maken die evenredig is met dit signaal. Het spreekt vanzelf dat  $V_{DC}$  ook een traag variërend signaal is. De volle brug tenslotte gebruikt het fasesignaal en de golfvorm van het sterke magnetisch veld  $B_S(t)$  om de golfvorm te maken voor de compensatiespanning, die resulteert in de compensatiestroom. De regelaar, de hakker en de volle brug zijn verderop besproken in paragrafen 4.3.2, 4.3.3 en 4.3.4.

### 4.3.2 Regelaar

Het blok “regelaar” in figuur 4.17 met twee magnetische veldsignalen  $B_Z(t)$  en  $B_S(t)$  als ingang en  $V_a$  en  $V_f$  als uitgangen, regelt zoals reeds vermeld enkel het zwakke sensorsignaal  $B_Z(t)$  in een terugkoppelkring. Het sterke signaal  $B_S(t)$  is het referentiesignaal voor de faseverschuivingsgenerator. Deze regelaar kan in tegenstelling tot de software-regelaar slechts één frequentiecomponent of harmonische wegregelen<sup>3</sup>.

<sup>3</sup>Uitbreiding naar meerdere harmonischen is evenwel mogelijk door een tweede regelaar te bouwen die werkt bij de harmonische frequentie en die eveneens een volle brug aanstuurt. Deze volle



Figuur 4.17. Schema van de sturing bestaande uit de regelaar in hardware en de omzetter

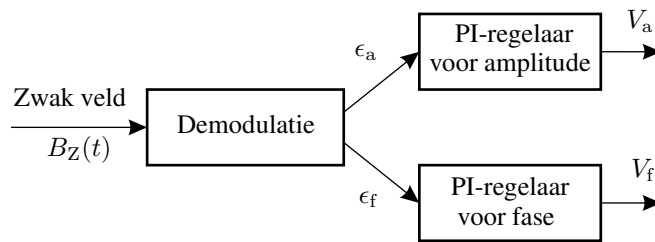
Eerst wordt het ingangssignaal  $B_Z(t)$  dat naar nul moet geregeld worden, gededuceerd tot een amplitudesignaal  $\epsilon_a$  en een fasesignaal  $\epsilon_f$ . Zie figuur 4.18. De principes waarop de demodulatie is gestoeld zijn uitgelegd in bijlage B. Aangezien het de bedoeling is het ingangssignaal  $B_Z(t)$  naar nul te regelen, kunnen  $\epsilon_a$  en  $\epsilon_f$  worden gezien als twee “foutsignalen” in het frequentiedomein. Bij perfect weggeregelen van het veld  $B_Z(t)$  zijn beide signalen nul. Indien enkel de amplitude van  $B_Z(t)$  stijgt, dan stijgt ook de gemiddelde waarde van  $\epsilon_a$  terwijl het gemiddelde van  $\epsilon_f$  ongewijzigd blijft (bijlage B). Verandert men enkel de fase van  $B_Z(t)$  ten opzichte van  $B_S(t)$ , dan verandert enkel de gemiddelde waarde van  $\epsilon_f$  terwijl  $\epsilon_a$  gemiddeld (ongeveer) gelijk blijft. Kortom, dankzij de omzetting zijn bij een voldoende kleine faseverschuiving amplitude- en fasesignaal ontkoppeld, d.w.z. dat ze onafhankelijk zijn van elkaar. Men dient op voorhand een idee te hebben van de fase om zeker te zijn dat de faseverschuiving “voldoende klein” is. Varia-

brug dient in serie te staan met de volle brug die de grondharmonische stroom maakt.

ties tot  $60^\circ$  ten opzichte van de ideale fase zijn nog toelaatbaar, maar bij meer dan  $90^\circ$  afwijking keert de versterking om.

Door gebruik te maken van de sterke veldsensor is de frequentie gekend, en moeten enkel nog de fase en de amplitude aangepast worden, wat het systeem zeer snel maakt.

Aangezien het amplitude- en fasesignaal grotendeels ontkoppeld zijn, kunnen twee gewone “single-input-single-output”-regelaars gebruikt worden voor elk van beide gedemoduleerde signalen. De twee PI-regelaars in figuur 4.18 trachten hun foutsignalen  $\epsilon_a$  respectievelijk  $\epsilon_f$  nul te maken. Hiervoor genereren ze de stuursignalen  $V_a$  respectievelijk  $V_f$  voor de omzetter. Deze laatste gebruikt deze traag variërende amplitude- en fase-informatie van de compensatiestroom om een snel variërende golfvorm met één frequentie te construeren in het tijdsdomein. Het is hierbij logisch dat de PI-regelaar voor de amplitude via zijn uitgangssignaal  $V_a$  direct de amplitude van de door de omzetter gemaakte  $I_L(t)$  controleert terwijl de PI-regelaar voor de fase bepaalt hoeveel faseverschuiving er is tussen  $I_L(t)$  en de golfvorm van het excitatieveld  $B_S(t)$ .

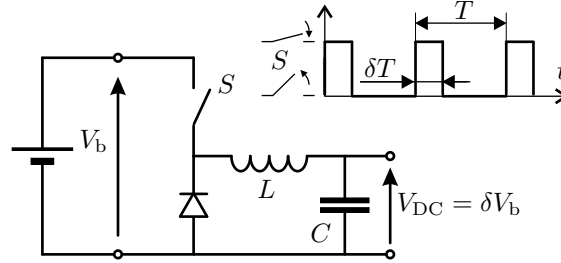


Figuur 4.18. Overzicht van de regelaar die de signalen voor de compensatiestroom maakt in het frequentiedomein

### 4.3.3 Hakker

De **basisconfiguratie en werking** van de hakker zijn getoond in figuur 4.19. De hakker zet een gelijkspanning  $V_b$  aan de ingang om in een andere gelijkspanning  $V_{DC}$  waarbij voor deze spanningsverlagende configuratie geldt:  $V_{DC} \leq V_b$ . De schakelaar  $S$  is afwisselend open en gesloten met periode  $T$ . Men definieert de “duty-ratio” als de verhouding van de “aan-tijd” van de schakelaar tot de periode  $T$ . Deze duty-ratio  $\delta$  is eveneens de verhouding tussen uitgangs- en ingangsspanning<sup>4</sup>:  $V_{DC} = \delta V_b$ . Het  $LC$ -laagdoorlaatfilter zet de bekomen blokgolfspanning om in een bijna constante gelijkspanning  $V_{DC}$ . Verdere uitleg over de hakker is te vinden in [Melkebeek2005, Mohan1995, Van den Bossche2005].

<sup>4</sup>Op voorwaarde dat de hakker in continue mode werkt, d.w.z. dat de stroom nooit nul wordt. Indien de stroom gedurende een interval  $\kappa T$  nul is, geldt  $V_{DC} = \delta V_b + \kappa V_{DC}$ .



Figuur 4.19. De hakker in de vermogenomzetter van de sturing, met illustratie van het periodiek (periode  $T$ ) openen en sluiten van de schakelaar  $S$

In de **toepassing op actieve afscherming** met regelkring in figuur 4.17 is de duty-ratio evenredig met hetingangssignaal  $V_a$ . Bijgevolg is bij continue werkingssmode

$$V_{DC} = \delta V_b \sim V_a V_b \sim |\underline{L}_L| \quad (4.7)$$

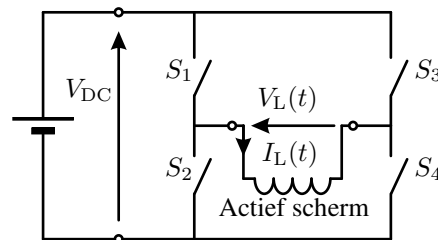
bij constante voedingsspanning  $V_b$ . De spanning  $V_{DC}$  van de hakker is een gelijkspanning evenredig met de gewenste amplitude van de compensatiestroom. Om continue werkingssmode te bereiken wordt de spanning  $V_b$  voldoende laag gekozen.

#### 4.3.4 Volle brug

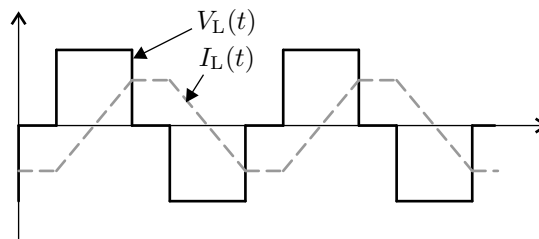
Figuur 4.20 toont de **configuratie en werking** van de volle brug [Mohan1995]. Uitgaande van een gelijkspanning wordt een wisselspanning gemaakt met instelbare frequentie en fase. Wanneer enkel de schakelaars  $S_1$  en  $S_4$  gesloten zijn, is de spanning over de last  $V_L(t) = V_{DC}$ . Met enkel de schakelaars  $S_2$  en  $S_3$  gesloten is  $V_L(t) = -V_{DC}$ . Door periodiek afwisselen van deze werkingstoestanden kan om het even welke blok golf worden gemaakt met een piek-piekspanning van  $2V_{DC}$ . Beschouwt men ook de toestanden waarbij enkel de twee schakelaars  $S_1$  en  $S_3$  of enkel de twee schakelaars  $S_2$  en  $S_4$  gesloten zijn, dan is nog een derde spanningsniveau mogelijk:  $V_L(t) = 0$ .

In de **toepassing van actieve afscherming** creëert de volle brug een spanning  $V_L(t)$  met dezelfde frequentie als de excitatiestroom. Aangezien de hardware sturing ontworpen is om slechts één frequentie-component weg te regelen, is een hoofdzakelijk sinusoïdale compensatiestroom gewenst. Indien de excitatiestroom ook sinusoïdaal is, kan het magnetisch veld volledig weggeregeld worden. De amplitude van  $V_L(t)$  wordt bepaald door de hakker van paragraaf 4.3.3, en de fase wordt gecontroleerd door het regelsignaal  $V_f$ . De golfvorm van de uitgangsspanning  $V_L(t)$  is getoond in figuur 4.21. De stroomvorm is getekend als de integraal

van  $V_L(t)$ , wat bij een inductief circuit aanvaardbaar is. De stroomvorm is met goede benadering sinusoidaal. Paragraaf B.2 in bijlage B legt uit hoe de juiste fase van de compensatiestroom in de praktijk wordt gerealiseerd aan de hand van het stuursignaal  $V_f$ .



Figuur 4.20. De volle brug om de compensatiestroom  $I_L(t)$  te creëren



Figuur 4.21. De golfvormen van compensatiestroom en -spanning

### 4.3.5 Experimentele resultaten

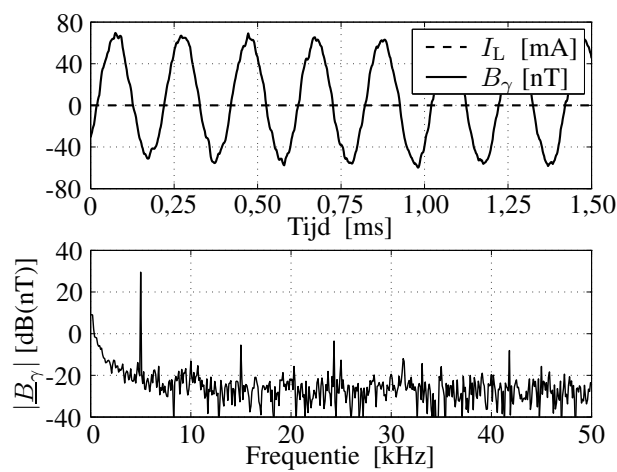
#### Experimentele opstelling

De gebruikte experimentele opstelling is opnieuw deze van de inductieverhitter van figuur 4.1 en paragraaf 5.6.1, voorzien van een koperen passief scherm en een actief scherm bestaande uit  $2 \times 9$  compensatiespoelen. De totale excitatiestroom bedraagt 17,8 A bij 5 kHz. De sterke veldsensor wordt op 0,2 m hoogte boven het midden van de excitatiespoel geplaatst. De zwakke veldsensor bevindt zich in het punt (0,7; 0), in het vlak van de inductieverhitter op 0,7 m van de axisymmetrie-as.

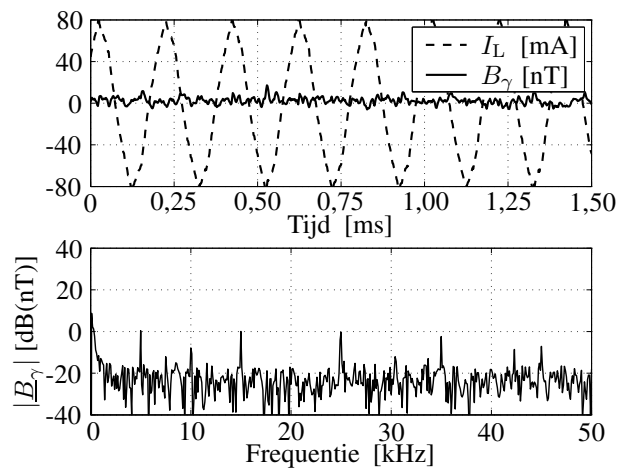
#### Regime

De sturing wordt eerst bestudeerd in regime, wanneer alle overgangsverschijnselen uitgestorven zijn. De gemeten golfvormen van compensatiestroom en magnetisch veld worden getoond in figuur 4.22 met enkel passieve afscherming in

koper en in figuur 4.23 met zowel passieve als actieve afscherming. De metingen werden verricht met de 3D-sensor en ingelezen via de computer met de data-acquisitiekaart. Hoewel de oorspronkelijke golfvorm van  $B$  sinusoidaal is, introduceert de schakelende omzetter harmonischen. De compensatiestroom van de schakelende omzetter is immers niet sinusoidaal. Door een laagdoorlaatfilter en het inductief karakter van de compensatiespoelen zijn de harmonischen in de stroom echter klein in vergelijking met de grondharmonische component, wat duidelijk wordt uit het frequentiespectrum.



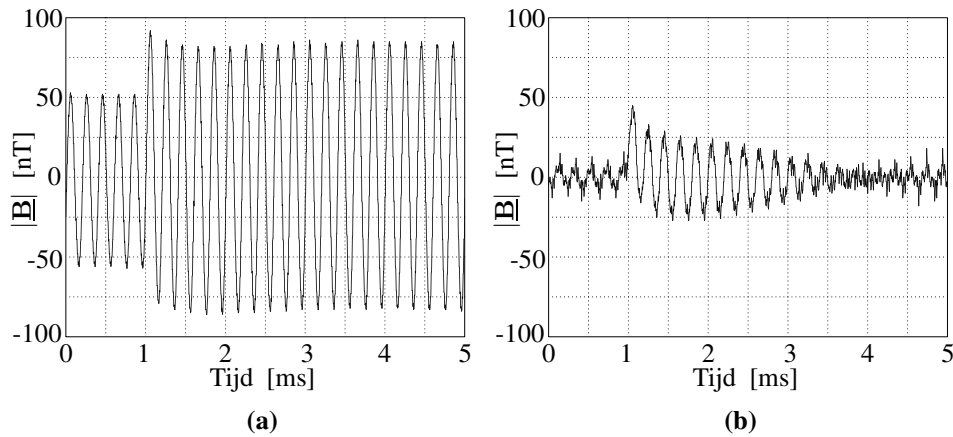
Figuur 4.22. Golfvormen en spectrum van  $B_\gamma$  zonder actieve compensatie



Figuur 4.23. Golfvormen en spectrum van  $B_\gamma$  met actieve compensatie

### Dynamisch gedrag

Om het dynamisch gedrag te bestuderen, wordt een stap aangelegd in de amplitude van de excitatiestroom. Een plotse verhoging van de excitatiestroom verhoogt het spreidingsveld. Het effect op het spreidingsveld is vergelijkbaar met (maar niet identiek aan) het vervangen van het werkstuk door een kleiner exemplaar. Ook de robuustheid tegenover temperatuurstijging van het werkstuk wordt met het experiment in kaart gebracht, aangezien een temperatuurstijging ook een toename van het spreidingsveld veroorzaakt. De toename is in het laatste geval echter geleidelijk en niet ogenblikkelijk.



Figuur 4.24. Tijdsverloop van de gemeten magnetische inductie in het punt (0,7; 0) bij plotse stijging van de excitatiestroom na 1 ms, in (a) *zonder* actieve afscherming en in (b) *met* actieve afscherming die het verhoogde magnetisch veld wegregelt na een overgangsverschuif van ongeveer 3 ms

Bij het experiment van figuur 4.24 wordt een overgangsverschuif bestudeerd, gemeten met de 1D-sensor in ferriet en uitgelezen met een Yokogawa *DL1540* 150 MHz oscilloscoop. Er wordt gestart van een regimesituatie waarbij de excitatiestroom 80% van de nominale stroom van 17,8 A bedraagt, opnieuw bij 5 kHz. In het meetpunt heeft het gemeten veld in figuur 4.24a bijgevolg een amplitude die 80% is van de amplitude bij nominale excitatiestroom (figuur 4.23), wegens de lineariteit van het systeem. Na 1 ms wordt de excitatiestroom verhoogd naar 125% van de nominale waarde — een verhoging van 56%. Met enkel de passieve afscherming verhoogt daardoor ogenblikkelijk ook het gemeten magnetisch veld met ongeveer 56%. De actieve afscherming levert onmiddellijk na de stap nog de oude compensatiestroom die niet meer optimaal is, zodat het veld in figuur 4.24b niet meer nul is. Na ongeveer 3 ms is de compensatiestroom gewijzigd naar de nieuwe optimale waarde en wordt de grondharmonische component van het magnetisch veld terug naar nul geregeld.



## 4.4 Besluit

In het hoofdstuk sturing wordt beschreven hoe de actieve afscherming optimaal kan worden gehouden onder wijzigende omstandigheden. De compensatiestroom in een actief scherm past zich immers niet automatisch aan zoals de geïnduceerde stroom in een geleidend passief scherm. Twee oplossingen worden voorgesteld die elk bestaan uit een regelaar die in het frequentiedomein werkt en een omzetter.

De eerste sturing maakt gebruik van een software-regelaar (geïmplementeerd in LabVIEW), een data-acquisitiekaart en een lineaire versterker. Deze sturing is flexibel omdat het regelalgoritme makkelijk kan gewijzigd worden. Eventueel moet bij het veranderen van toepassing wel een andere versterker aangeschaft worden. Verder is het eenvoudig metingen uit te voeren en op te slaan. Ook kan het voordelig zijn dat via de computer makkelijk koppelingen kunnen gemaakt worden met bestaande informatica-toepassingen. Anderzijds is de werkingsfrequentie beperkt door de bemonsteringssnelheid van de acquisitiekaart en de bandbreedte van de lineaire versterker. Hoe hoger de bandbreedte, hoe duurder de data-acquisitiekaart en de lineaire versterker. Andere nadelen van deze sturing zijn het meestal lage rendement van de versterker en de eerder trage regeling, ondanks het feit dat een vooraf berekende optimalisatie gebruikt wordt.

De tweede sturing heeft een regelaar in hardware en een schakelende omzetter. De voorgestelde sturing werkt tussen 1 kHz en 100 kHz en is onafhankelijk van het toestel dat de excitatiestroom genereert: de regelaar synchroniseert met het gemeten spreidingsveld. Deze sturing is goedkoop, heeft een hoog rendement, en reageert snel op onverwachte wijzigingen in het spreidingsveld. Nadelen zijn de beperking tot één harmonische en de nodige hardware aanpassingen indien het frequentiebereik (1-100 kHz) niet voldoende is, of indien de kringversterking in belangrijke mate wijzigt. Het eerste nadeel — de beperking tot één harmonische — kan opgevangen worden door een tweede regelaar en sturing te voorzien die één harmonische wegregelt en waarvan de volle brug in serie staat met de volle brug voor de grondharmonische. Om het tweede nadeel — de noodzaak een aantal componenten in de hardware te vervangen naargelang de afschermingstoepassing — aan te pakken kan men denken aan een combinatie met software: de PI-regelaars worden vervangen door regelaars in LabVIEW die de amplitude- en fasefoutsignalen inlezen en die stuursignalen voor de hakker en de volle brug genereren via een data-acquisitiekaart.



## Hoofdstuk 5

# Toepassingen van afscherming

### 5.1 Inleiding

Na enkele theoretische hoofdstukken worden de aangereikte methoden voor het optimaliseren van afschermingen toegepast op volgende afschermingsproblemen:

- afscherming van uniform veld met cilindervormige schermen in niet-lineair materiaal
- afscherming van uniform veld met cilindervormige schermen die bestaan uit meerdere lagen van niet-lineaire materialen
- afscherming van driefasige hoogspanningskabels met geleidende platen
- passieve en actieve afscherming van een inductieverhitter voor wielen
- passieve en actieve afscherming van een inductieverhitter voor staaldraad
- afscherming van de inductieverhitter voor wielen met genererende compensatiewikkeling.

Aan elk van de toepassingen wordt een sectie gewijd, waarbij de titel tussen haakjes vermeldt welke methode wordt gebruikt. De eerstvolgende sectie handelt echter over magnetische veldsensoren, nodig voor de experimentele verificatie.

### 5.2 Magnetische veldsensoren

Commerciële magnetische veldsensoren voor de beschouwde toepassingen worden vervaardigd door o.a. Enertech<sup>1</sup>, Holaday<sup>2</sup>, Lakeshore<sup>3</sup>, PMM<sup>4</sup>, Narda Safety

---

<sup>1</sup>Enertech: <http://www.enertech.net>

<sup>2</sup>Holaday: <http://www.ets-lindgren.com>

<sup>3</sup>Lakeshore: <http://www.lakeshore.com>

<sup>4</sup>PMM: <http://www.pmm.it>

Test Solutions<sup>5</sup> en Wandel & Goltermann<sup>6</sup>. Een overzicht van enkele sensoren in het relevante amplitude- en frequentiegebied is getoond in tabel 5.1. Uit het relatief grote aanbod van sensoren op de markt zijn er slechts een klein aantal die voor de beschouwde afschermingstoepassingen het vereiste bereik hebben wat betreft amplitude en wat betreft frequentie. Om van een breed gamma toestellen de grondfrequentie en harmonischen te kunnen observeren is een frequentiebereik van enkele hertz tot enkele honderden kilohertz geen overbodige luxe. Bovendien vereist de experimentele opstelling dat de golfvormen van de gemeten magnetische veldcomponenten als spanningssignaal beschikbaar zijn (bijvoorbeeld voor de controle van het actief scherm). Een aantal commerciële sensoren stelt enkel een *rms*-waarde ter beschikking als een getal op een display, waardoor alle informatie over het frequentiespectrum verloren gaat.

Tabel 5.1. Een greep uit commerciële sensoren voor magnetisch wisselveld, met amplitude- en frequentiebereik en extra eigenschappen zoals beschikbaarheid van de gemeten golfvormen (BG), PC-connectie (PC), *E*-veldmeting (E) en driedimensionale meting (3D)

Producent	Sensor	Amplitude	Frequentie	Eigenschappen
Enertech	EMDEX II	400 nT – 12 mT	0,04 – 3 kHz	PC,BG
Holaday	HI-3627	20 nT – 2,0 mT	0,005 – 2 kHz	PC,3D
	HI-3637	6,0 nT – 0,4 mT	2,0 – 400 kHz	PC,3D
Lakeshore	412 AC	20 $\mu$ T – 200 mT	0,015 – 300 kHz	-
Narda STS	EFA-200	4,0 nT – 32 mT	0,015 – 2 kHz	PC,BG,E,3D
	FD2	2,5 nT – 0,1 mT	2,0 – 400 kHz	-
PMM	HP050	10 nT – 0,04 mT	0,010 – 5 kHz	PC,BG,3D
Wandel & Goltermann	EFA-2	10 nT – 10 mT	0,005 – 30 kHz	PC
	EFA-3	5 nT – 10 mT	0,005–30 kHz	PC, E, 3D

Bijgevolg werden geen commerciële sensoren gebruikt, maar werden drie breedbandige sensoren voor het opmeten van magnetische inductie **B** ontwikkeld in EELAB:

- 1D sensor met luchtkern (zonder magnetische materialen) en een meetspoel van  $250 \times 250 \times 10$  mm, beschreven in [Sergeant2001] en [Sergeant2002]
- 3D sensor met luchtkern en meetspoelen  $40 \times 40 \times 40$  mm

<sup>5</sup>Narda STS: <http://www.narda-sts.com>

<sup>6</sup>Wandel & Goltermann: <http://www.set.nl/WG/wg1.htm>

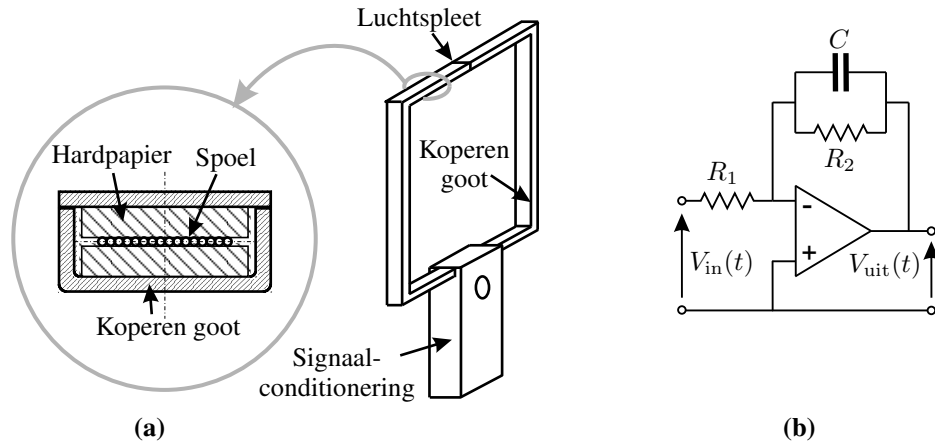
- 1D sensor met ferrietkern en meetspoel  $120 \times 8 \times 8$  mm.

De drie types sensoren delen hetzelfde **principe** om magnetische inductie om te zetten in een elektrische spanning: een magnetisch wisselveld induceert een elektrische spanning in een gesloten kring volgens de wet van Faraday (1.1). De gesloten kring is in de sensoren een meetspoel. Vereenvoudigd heeft de geïnduceerde spanning per winding van de meetspoel met oppervlakte  $S$  de amplitude  $V = \omega BS$  voor een sinusoidale magnetische inductie met amplitude  $B$  en met hoeksnelheid  $\omega$ . De sensoren zijn dan ook enkel in staat wisselveld te meten waarvan het product  $\omega BS$  voldoende hoog is. Naast een meetspoel hebben de sensoren een elektronisch circuit voor de signaalconditionering. Hier wordt het “ruwe” signaal van de meetspoel omgezet in een bruikbaar signaal aan de uitgang van de sensor. Aangezien de spoel  $dB/dt$  meet wordt het signaal van de spoel in het elektronisch circuit geïntegreerd. De dimensionering van de meetspoelen en van de elektronische circuits verschilt sterk bij de drie sensoren. Toch beschikken alle drie de sensoren over dezelfde meetgevoeligheid van  $1 \text{ V}/10 \text{ } \mu\text{T}$  en over een bandbreedte tot ongeveer 1,2 MHz.

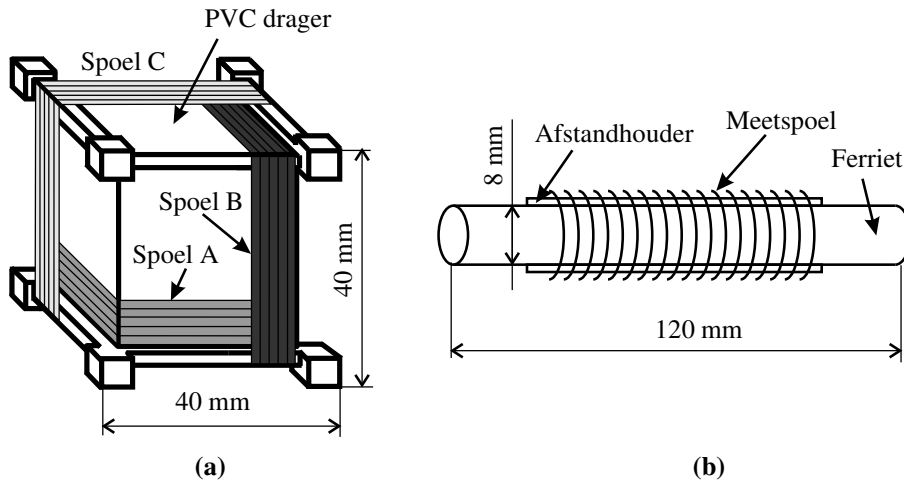
Figuur 5.1 toont de **bouw** van de 1D sensor met luchtspoel van 250 mm zijde en de vereenvoudigde signaalconditionering die het signaal van de meetspoel integreert naar het uitgangssignaal van de sensor. In geval dat  $V_{\text{in}}(t)$  een sinusoidaal ingangssignaal is met fasor  $V_{\text{in}}$ , is  $\frac{V_{\text{uit}}}{V_{\text{in}}} = -\frac{1}{j\omega R_1 C}$  in het frequentiegebied waar  $R_2 \gg \omega C$ . Figuur 5.2 geeft de bouw weer van de andere twee types sensoren: de 3D sensor met 3 vierkante orthogonale luchtspoelen van 40 mm zijde en de 1D sensor met ferrietkern. De spoelen van de 3D sensor strekken zich uit over de volledige gleufbreedte, maar zijn slechts deels getekend. Alle sensoren zijn omgeven door een elektrisch geleidend omhulsel dat dient als elektrische afscherming: door het afvoeren van de capacitieve stroom via een laagimpedant referentiepad, verhindert het omhulsel dat elektrische velden de magnetische veldmeting storen<sup>7</sup>.

Het **vervangingschema** van de meetspoelen van de sensoren is getoond in figuur 5.3. Omdat we het schema in het frequentiedomein wensen te beschrijven, zijn spanning en stroom als fasor voorgesteld. Het schema bestaat uit de serieschakeling van gekoppelde spoelen, aangevuld met parasitaire componenten. Voor elke winding  $k$  van de sensorspoel stelt  $M_k$  met  $k = 1 \dots n$  de mutuele koppeling voor met het extern, opgemeten  $B$ -veld. Het is deze component waarin het externe veld spanning opwekt. Een parasitaire component van winding  $k$  is  $L_{\sigma,k}$ , die de spreidingsflux vertegenwoordigt. De parasitaire capaciteit  $C_k$  is de capaciteit van winding  $k$  naar het elektrisch geleidend omhulsel dat met de referentie verbonden is. Figuur 5.4 is een benaderend maar eenvoudiger schema waarin de  $L_{\sigma,k}$  en de  $M_k$  van de  $n$  windingen zijn samengenomen tot  $L_\sigma = \sum_{k=1}^n L_{\sigma,k}$  respectievelijk

<sup>7</sup>De elektrische afscherming wordt bij de 1D sensor gevormd door de koperen mantel, bij de 3D sensor door de met geleidende verf behandelde behuizing, en bij de ferrietsensor door een geleidende spiraal op ruime afstand van de kern met wikkelingen te voorzien.



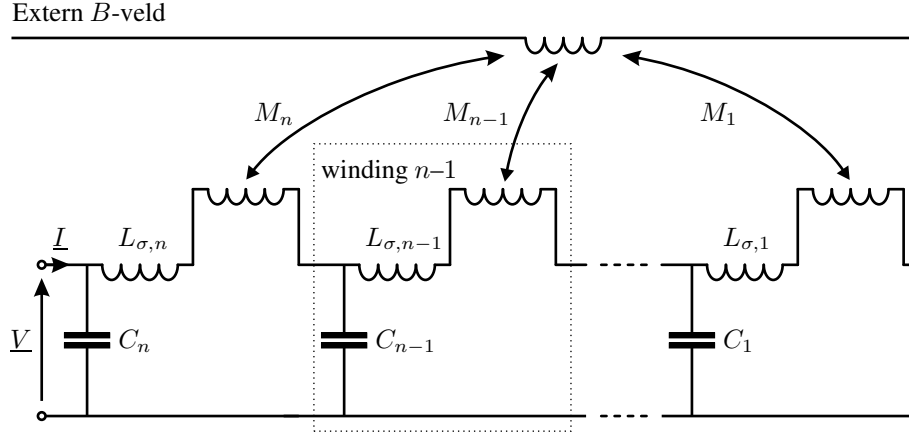
Figuur 5.1. (a) Bouw van de 1D sensor met een meetlus van 250 mm zijde en (b) de integratorschakeling die deel uitmaakt van de signaalconditionering



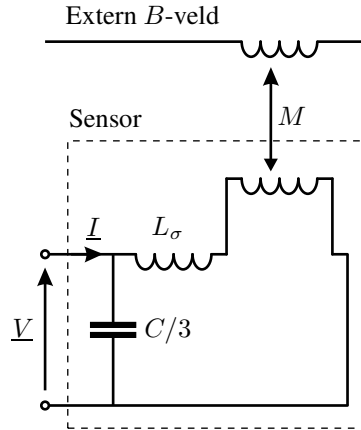
Figuur 5.2. (a) Bouw van de 3D sensor met drie orthogonale meetlussen op een PVC drager en (b) bouw van de 1D sensor met ferrietkern. Het geleidend omhulsel van beide sensoren werd niet getekend

$M = \sum_{k=1}^n M_k$ . De equivalente capaciteit  $C/3$  met  $C = \sum_{k=1}^n C_k$  werd zo gekozen dat haar energie benaderend gelijk is aan de som van de energieën in de  $C_k$  [Sergeant2001]. De waarden van  $L = L_\sigma + M$  en  $C$  zijn voor de drie sensoren vermeld in tabel 5.2.

De **frequentie karakteristiek** van de sensoren dient vlak te zijn tot een zo hoog mogelijke frequentie, zodat een laagfrequent  $B$ -veld dezelfde uitgangsspanning geeft als een hoogfrequent  $B$ -veld met zelfde sterkte. De ideale sensor heeft



Figuur 5.3. Vervangingsschema van de meetspoel van de sensoren en de extern aanwezige magnetische inductie



Figuur 5.4. Vereenvoudigd (benaderd) vervangingsschema van de meetspoel van de sensoren

een meetspoel met  $L_{\sigma} = 0$  en met  $C = 0$  en heeft bijgevolg een perfect vlakke frequentie-karakteristiek. Uit het werkelijke vervangingsschema van de meetspoel blijkt echter duidelijk dat de sensor zonder dempingsweerstand een resonantiefrequentie vertoont. Om een vlakke karakteristiek te bekomen is dan ook een aangepaste dempingsweerstand nodig in de transfertfunctie van het tweede-orde systeem van figuur 5.4

$$\frac{V}{I} = \frac{1}{1 + j\omega \frac{L}{R} + (j\omega)^2 LC/3} = \frac{1}{1 + j\omega \frac{2\zeta}{\omega_0} + (j\omega)^2 \frac{1}{\omega_0^2}} \quad (5.1)$$

De keuze van  $R$  of  $\zeta$  bepaalt de demping. De maximaal vlakke karakteristiek

— de Butterworthkarakteristiek [Åström1989] — stemt overeen met de keuze  $\zeta = 1/\sqrt{2}$  en heeft een amplitude  $\left(1 + \frac{\omega^4}{\omega_0^4}\right)^{-1/2}$ . Voor de verschillende sensoren werd getracht deze karakteristiek zo goed mogelijk te benaderen door een goede keuze van  $R$  (zie tabel 5.2).

De waarden van  $L$  en  $C$  zijn bepalend voor de laagste resonantiefrequentie

$$f_r = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{LC/3}} \quad (5.2)$$

getoond in tabel 5.2. Deze frequentie is een maat voor het bruikbare frequentiegebied van de sensor of de bandbreedte. Het is dan ook cruciaal voor een breedbandige sensor om de parasitaire capaciteit minimaal te houden door voldoende afstand te voorzien tussen de spoelwindingen en het omhulsel (figuur 5.1).

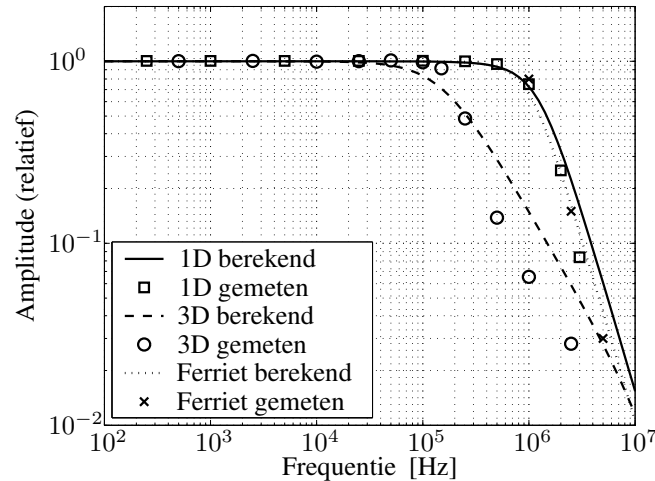
De **experimentele verificatie** gebeurt door het opmeten van de sensorsignalen terwijl de sensor in een gekend veld is geplaatst. Details van de meetprocedure en de gegevensverwerking waarbij de invloed van stoorvelden werd geëlimineerd, zijn te vinden in [Sergeant2001]. De opgemeten Bode-amplitudekarakteristieken in figuur 5.5 tonen de goede overeenkomst met de berekende karakteristieken. Ook toont de figuur dat de karakteristiek vlak blijft tot een zo hoog mogelijke frequentie en dat de resonantiepiek is afgevlakt.

De drie sensoren hebben dezelfde meetgevoeligheid en ongeveer dezelfde bandbreedte, maar verschillen wat betreft afmetingen van de meespoel en wat betreft het versterkingscircuit. De meespoelen en de versterkingscircuits zijn ontworpen om voor zwakke velden in een breed frequentiegebied een voldoende sterk en nauwkeurig uitgangssignaal te halen. In combinatie met een multimeter of oscilloscoop worden de sensoren hierdoor bruikbaar voor metingen, niet alleen op de testopstelling maar ook *in situ*.

Tabel 5.2. Voor de verschillende sensoren: aantal windingen  $n$  van de spoel, totale zelfinductie  $L$  en capaciteit  $C$  in figuur 5.4; resonantiefrequentie  $f_r$ , dempingsweerstand  $R$ , en equivalent spoeloppervlak  $S_{eq}$ , zijnde het product van het aantal spoelwindingen en het oppervlak  $S$  van één winding

Sensor	$L$ [ $\mu$ H]	$C$ [pF]	$f_r$ [kHz]	$R$ [k $\Omega$ ]	$S_{eq}$ [m <sup>2</sup> ]
Sensor 1D	212	231	1245	1,0	1,00
Sensor 3D	1055	40	1342	1,0	0,20
Sensor ferriet	2400	30	1027	10	0,01





Figuur 5.5. Bode amplitude-karakteristieken van de drie sensoren, relatief ten opzichte van de uitgangsspanning van een sensor met een ideale meetspoel

### 5.3 Niet-lineaire afscherming van uniform veld (TLM)

Wil men een passieve afscherming ontwerpen, dan moet allereerst een keuze worden gemaakt uit de grote verscheidenheid aan magnetische materialen. Men wil immers voldoende afscherming bekomen met zo weinig mogelijk elektromagnetische verliezen. Het ligt voor de hand een beoordeling te maken op basis van de geleidbaarheid en de permeabiliteit. De niet-lineaire materialen hebben echter geen constante permeabiliteit. In sterke magnetische velden treedt verzadiging op en bij zwakke veldsterkten — die vaak voorkomen bij afschermingstoepassingen — bevindt het materiaal zich in het niet-lineaire Rayleigh gebied. Bovendien wordt het materiaalgedrag nog ingewikkelder door hysteresis en anisotropie.

De transmissielijnmethode van paragraaf 2.4 is nuttig om afscherming en verliezen in kaart te brengen voor vrij complexe materialen. De methode is echter beperkt tot een aantal eenvoudige geometrieën van bron en scherm. Een andere methode zoals de eindige-elementenmethode kan wel ingewikkelde geometrieën modelleren, maar heeft dan weer als nadeel dat complexe materialen de rekentijd verhogen.

Het belang van de transmissielijnmethode is dan ook om in parameterstudies verschillende materialen te vergelijken voor eenvoudige geometrieën. Zo kan men inzicht verwerven in het gedrag van deze materialen met betrekking tot afscherming, zodat men een geschikt materiaal voor afscherming kan kiezen. Vervolgens kan dit materiaal — eventueel gelineariseerd — worden gemodelleerd in andere modellen die de exacte, ingewikkelde geometrie van het werkelijke afschermings-

probleem beschrijven. Doordat de bron en de geometrie van het scherm anders zijn in de werkelijke situatie, moet men er echter rekening mee houden dat het meest geschikte materiaal bekomen met de transmissielijnmethode niet noodzakelijk nog het meest geschikte materiaal is in de werkelijke toepassing.

### 5.3.1 Effect van niet-lineariteit op de afscherming

Het beschouwde afschermingsprobleem bestaat uit een oneindig lang cilindervormig scherm, geplaatst in een uniform transversaal veld. Het afgeschermd gebied is de ruimte binnenin de cilinder. De eigenschappen van het opgedrongen veld en het scherm dat bestaat uit één laag niet-lineair staal, zijn te vinden in tabel 5.3. De getoonde simulatieresultaten staan eveneens in [Sergeant2005b, Sergeant2005c].

Tabel 5.3. Eigenschappen van de afschermingstoepassing “niet-lineaire afscherming in een uniform transversaal veld”. De opgegeven waarden zijn geldig tenzij ze in een parameterstudie worden vervangen door een bereik van waarden

Grootheid	Waarde	Beschrijving
$H_0$	10 A/m	Amplitude van het uniform bronveld
$f$	50 Hz	Frequentie van het opgedrongen bronveld
$r_p$	0,3 m	Straal van het passief scherm (stalen cilinder)
$d_p$	1,0 mm	Dikte van het passief scherm
$\sigma_p$	$8,5 \cdot 10^6$ S/m	Geleidbaarheid van het passief scherm
$\mu_p$	vgl. (5.3)	Permeabiliteit van het scherm, als functie van $H$
$m$	20	Aantal lineaire deellagen in het passief scherm

Om de transmissielijnmethode te kunnen toepassen wordt — overeenkomstig met paragraaf 2.4 — de niet-lineaire laag verdeeld in  $m$  lineaire deellagen met complexe, veldafhankelijke permeabiliteit. Gezien de eerder lage amplitude  $H_0$  van het opgedrongen veld, wordt van het staal enkel de magnetische permeabiliteit beschouwd in het Rayleigh gebied. De grondharmonische van  $\mu_q$  is in deellaag  $q = 1 \dots m$  gegeven door (2.113):

$$\mu_q^I = \mu_{\text{re},q} + j\mu_{\text{im},q} = (c_1 + c_2|\underline{H}(y_q)|) - j\frac{4}{3\pi}c_2|\underline{H}(y_q)|. \quad (5.3)$$

Hierin zijn  $c_1 = 168,3\mu_0$  en  $c_2 = 18,4\mu_0$  experimenteel bepaald en is de coördinaat  $y_q$  de rand van deellaag  $q$  aan de kant van de bron (figuur 2.14). De onderliggende grootheden stellen tijdsfasoren voor. Aangezien alle deellagen hetzelfde materiaal voorstellen, zijn de constanten  $c_1$  en  $c_2$  identiek voor elke deellaag  $q$ . In elke deellaag kan  $\mu_q^I$  dan ook berekend worden aan de hand van de procedure in paragraaf 2.4.3.

### 5.3.2 Elektromagnetische verliezen

In het **laagfrequent gebied** is de afschermingsfactor constant maar niet gelijk aan één. Aangezien de wervelstromen in deze zone verwaarloosbaar zijn, is de veldvermindering volledig toe te schrijven aan ferromagnetische afscherming door

fluxaftakking. De wervelstroomverliezen  $P_{ws}$  stijgen kwadratisch met de frequentie  $\omega/2\pi$ :

$$P_{ws} = R_p |\underline{I}_i|^2 = \frac{|\underline{V}_i|^2}{R_p} = \frac{\omega^2 |\underline{\phi}_i|^2}{R_p} \quad (5.4)$$

met  $\underline{\phi}_i$  de flux gekoppeld met het scherm en  $R_p$  de schermweerstand. Figuur 5.8 toont dat in dit frequentiegebied, de wervelstromen uniform verdeeld zijn over het scherm, waardoor de schermweerstand  $R_p$  onafhankelijk wordt van de frequentie. De geïnduceerde spanning  $\underline{V}_i$  en stroom  $\underline{I}_i$  stijgen lineair met de frequentie omdat de kleine wervelstromen de flux  $\underline{\phi}_i$  nauwelijks beïnvloeden. Het hysteresisverlies *per periode* is constant in dit frequentiegebied met grote indringdiepte. Het gedissipeerd vermogen t.g.v. hysteresis stijgt bijgevolg lineair met de frequentie.

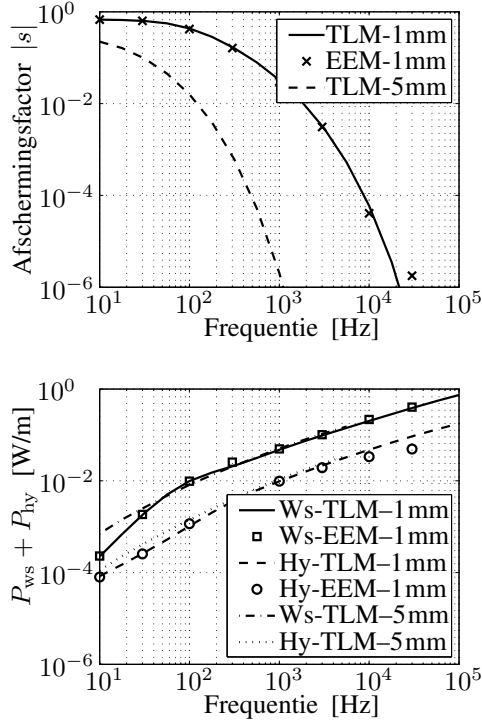
In het **hoogfrequent gebied** veroorzaken de wervelstromen een efficiënte afscherming. In (5.4) is  $R_p$  nu geen constante meer: figuur 5.8 toont dat de stroom vooral in de buitenste laag loopt. Door de kleine indringdiepte  $\delta$  stijgt de weerstand  $R_p$  proportioneel met  $1/\delta = \sqrt{\frac{\omega\mu\sigma}{2}}$ . De geïnduceerde stroom stijgt minder dan verwacht met de frequentie omdat zijn tegenwerkende flux de oorspronkelijke flux  $\underline{\phi}_i$  haast volledig teniet doet. In het model stijgen de wervelstroomverliezen daarom benaderend met de vierkantswortel van de frequentie.

### 5.3.3 Effect van niet-lineariteit op de verliezen

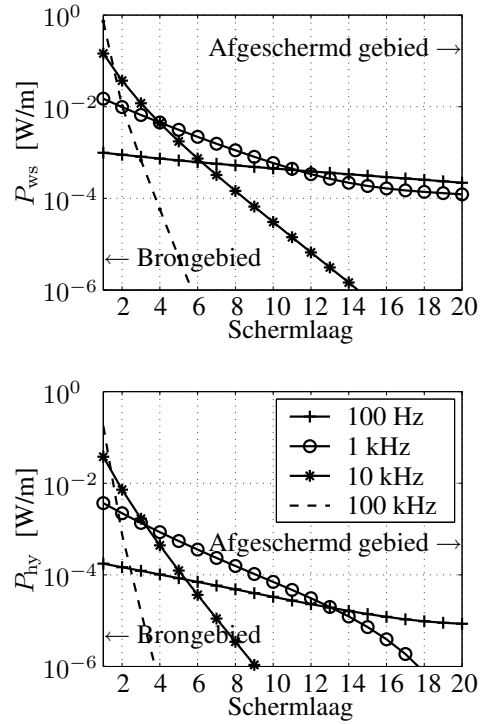
Figuur 5.9 toont de invloed van de parameters  $c_1$  en  $c_2$  op de afschermingsfactor en de verliezen voor opnieuw hetzelfde scherm met eigenschappen in tabel 5.3. We herhalen dat  $c_1$  het lineair deel van de permeabiliteit vertegenwoordigt terwijl  $c_2$  de permeabiliteit  $\mu^I$  complex maakt en afhankelijk van  $H$ .

Een **materiaal met meer niet-lineariteit en hysteresis** (cirkelvormige merktekens in figuur 5.9) wordt vergeleken met het oorspronkelijke materiaal (vierkante merktekens in figuur 5.9). In vergelijking met het oorspronkelijke materiaal is  $c_1$  lager en  $c_2$  hoger. De parameters  $c_1$  en  $c_2$  zijn herschaald zodat  $\mu_{re}(\underline{H}_0)$  gelijk blijft, terwijl  $|\mu_{im}(\underline{H}_0)|$  groter is voor hetzelfde opgedrongen veld  $\underline{H}_0$ . Het is duidelijk dat de hysteresisverliezen hoger zijn. De wervelstroomverliezen zijn echter lager, en de afschermingsfactor is slechter.

Een **bijna lineair materiaal** met dezelfde  $\mu_{re}$  voor  $H_0 = 10$  A/m — de curve met kruisen in figuur 5.9 — resulteert in uitstekende afscherming, uiterst lage hysteresisverliezen maar hoge wervelstroomverliezen. Dankzij de lage  $c_2$  is het materiaal nagenoeg lineair wat betekent dat de permeabiliteit bijna constant is:  $\mu^I \approx \mu_{re}(\underline{H}_0)$ . Bijgevolg is deze permeabiliteit ook de *gemiddelde* permeabiliteit in het scherm. Voor niet-lineaire materialen daarentegen is de permeabiliteit



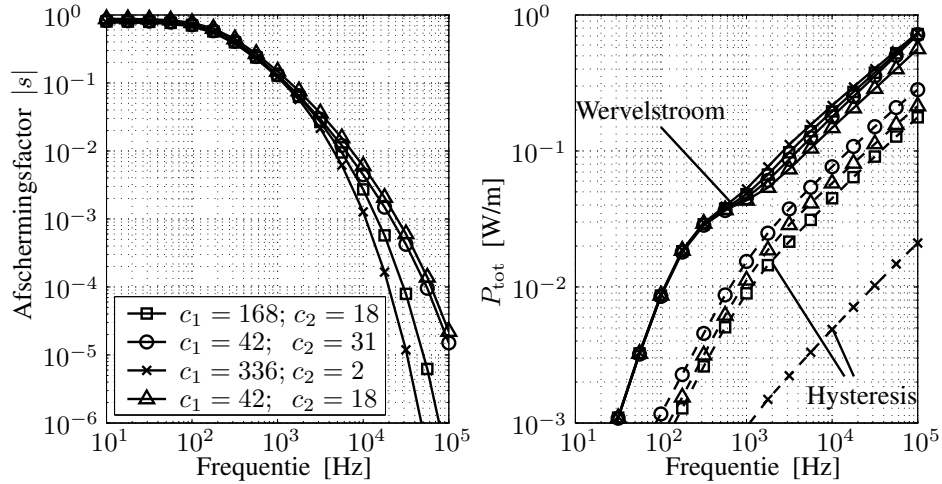
Figuur 5.7. Afschermingsfactor en wervelstroom- (ws) plus hysteresis (hy)-verliezen van een 1 mm en 5 mm dik scherm in een uniform veld van 10 A/m, in functie van de frequentie van het veld. De curves zijn bekomen met de TLM en de markeringen met de EEM. De figuur is identiek aan figuur 2.30



Figuur 5.8. Verliezen in elk van de 20 deellagen van het 1 mm dik scherm in een uniform magnetisch veld van 10 A/m voor verschillende frequenties. De figuur is identiek aan figuur 2.31

afhankelijk van het magnetisch veld. Hier is  $\mu^I \approx \mu_{re}(\underline{H}_0)$  de *maximale* permeabiliteit, terwijl de gemiddelde permeabiliteit in het scherm veel lager is. De grootste gemiddelde permeabiliteit blijkt de hoogste wervelstromen te veroorzaken. De reden waarom het meest lineaire materiaal de hoogste wervelstroomverliezen heeft, is omdat de gemiddelde permeabiliteit in het scherm hoger is dan bij de andere materialen. Uiteindelijk toont de curve met driehoekige merktekens het effect van een reductie van  $c_2$ : lagere verliezen maar ook een gereduceerde afschermingsefficiëntie.

Analoog aan figuur 5.6 kunnen we besluiten dat meer hysteresis en niet-lineariteit in het Rayleigh gebied de afschermingsfactor verslechteren en meer hysteresisverliezen veroorzaken, maar minder wervelstroomverliezen tot gevolg hebben.



Figuur 5.9. De invloed van de parameters  $c_1$  en  $c_2$  op de afschermingsfactor en de dissipatie per meter axiale lengte voor een 0,5 mm dik scherm met straal 0,3 m in een uniform magnetisch veld van 10 A/m als functie van de frequentie van het veld

## 5.4 Niet-lineaire gelaagde afscherming van een uniform veld (TLM)

Door een scherm te construeren dat bestaat uit een opeenstapeling van dunne lagen, is men niet meer gebonden aan één enkele geleidbaarheid en één enkele permeabiliteit. Men kan immers de “gemiddelde” geleidbaarheid en permeabiliteit kiezen door meerdere materialen met verschillende eigenschappen te combineren. De volgorde en dikte van de lagen zijn bijkomende vrijheidsgraden. Het aantal mogelijkheden wordt daarmee zeer hoog. Enkele parameterstudies helpen om vast te stellen welke samengestelde schermen goed werken en welke niet [Sergeant2005b, Sergeant2005d].

### 5.4.1 Aantal lagen

Het bestudeerde scherm is opnieuw een oneindig lange cilinder in een uniform, transversaal veld  $H_0$ . Het scherm is opgebouwd uit afwisselende lagen (niet-lineair) staal en aluminium. De eigenschappen van bronveld en scherm staan in tabel 5.4.

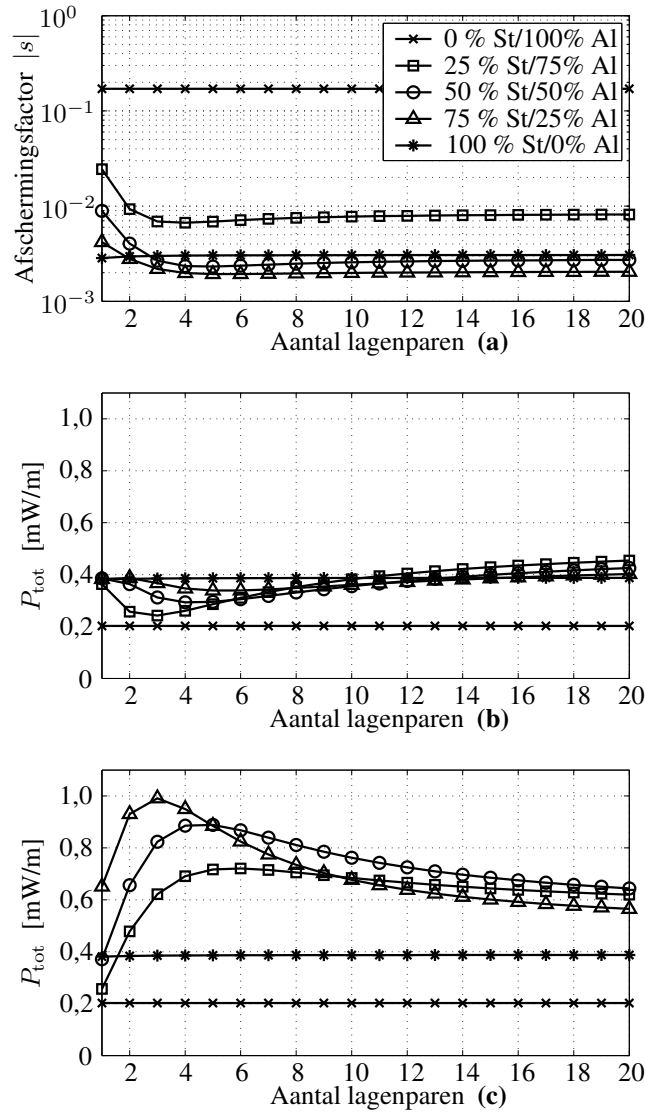
Figuur 5.10a toont de **afschermingsfactor van het niet-lineair meerlagenscherm** als een functie van het aantal lagenparen. Verschillende materiaalsamenstellingen worden beschouwd. Bijvoorbeeld betekent “25%Fe/75%Al” een

Tabel 5.4. Eigenschappen van de afschermingstoepassing “niet-lineaire gelaagde afscherming in een uniform transversaal veld”. De opgegeven waarden zijn geldig tenzij bij een parameterstudie expliciet een andere waarde of bereik van waarden wordt opgegeven

Grootheid	Waarde	Beschrijving
$H_0$	10 A/m	Amplitude van het uniform bronveld
$f$	50 Hz	Frequentie van het opgedrongen bronveld
$r_p$	0,10 m	Binnenste straal van het passief scherm
$d_p$	10,0 mm	Totale dikte van het passief scherm (alle lagen samen)
$\sigma_{p,Fe}$	$8,5 \cdot 10^6$ S/m	Geleidbaarheid van staal
$\sigma_{p,Al}$	$3,7 \cdot 10^7$ S/m	Geleidbaarheid van aluminium
$\mu_{p,Fe}$	vgl. (5.3)	Permeabiliteit van staal als functie van $H$
$\mu_{p,Al}$	$\mu_0$	Permeabiliteit van aluminium
$m$	20	Aantal lineaire deellagen per fysische laag

scherm met vier lagen bestaande uit 1,25 mm Fe, 3,75 mm Al, 1,25 mm Fe en 3,75 mm Al. De totale dikte is altijd 10 mm. Aan de kant van het afgeschermd gebied (gebied A) is de eerste laag in aluminium (Al) en aan de zijde van het brongebied (gebied B) bevindt zich een laag in staal (Fe). De volgorde van de schermen wordt van afgeschermd naar bronzijde aangeduid als A-Al-...-Fe-B. De beste  $s$  wordt bekomen met 75% staal en 25% aluminium vanaf twee lagenparen.

De totale **elektromagnetische verliezen van het niet-lineair meerlagenscherm** (wervelstroom en hysteresis) hangen af van de volgorde van de lagen in het scherm. Figuur 5.10b toont deze verliezen voor de volgorde A-Al-...-Fe-B, terwijl figuur 5.10c de verliezen weergeeft voor de omgekeerde volgorde A-Fe-...-Al-B. Voor puur aluminium en puur staal zijn de verliezen uiteraard identiek. Maar voor de samengestelde materialen wordt in goede benadering het optimale aantal lagenparen in figuur 5.10b (A-Al-...-Fe-B) het slechtste aantal in figuur 5.10c (A-Fe-...-Al-B): de verliezen kunnen meer dan het dubbele zijn hoewel de afschermingsfactor nagenoeg dezelfde is. Wanneer figuur 5.10b en figuur 5.10c worden geëxtrapoleerd voor hoge aantallen lagenparen, worden de verliezen dezelfde omdat de volgorde van de zeer dunne lagen niet belangrijk meer is. De samenstelling 50% staal en 50% aluminium blijkt een goed compromis te zijn tussen goede afscherming enerzijds en lage verliezen anderzijds. Het optimum van de afschermingsfactor en de verliezen wordt bereikt voor ongeveer vijf lagenparen met een laag staal dichtst bij de bron. Voor de beschouwde frequentie veroorzaakt meer aluminium lagere verliezen maar ook een minder efficiënte afscherming. In tegenstelling tot de verliezen hangt de afschermingsfactor slechts weinig af van de volgorde. Voor lineaire materialen in de planaire geometrie van figuur 2.14 heeft

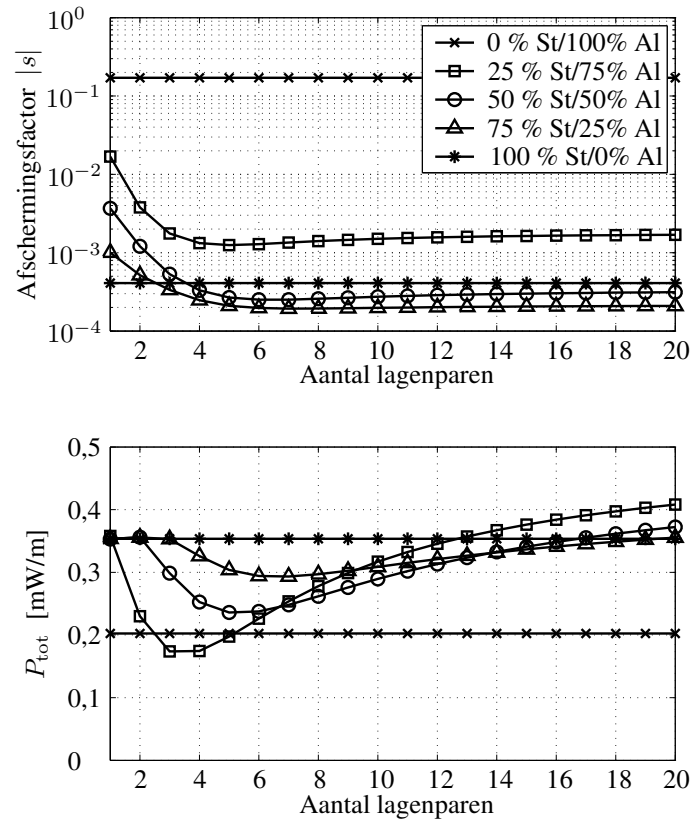


Figuur 5.10. Afschermingsfactor en verliezen (hysteresis + wervelstroom) per meter axiale lengte tegenover het aantal lagenparen voor verschillende samenstellingen met aluminium (Al) en *niet-lineair* staal (Fe). De totale schermdikte is 10 mm, de binnenstraal van het scherm is 0,1 m en de opgedrongen veldsterkte is 10 A/m bij 50 Hz. De laag dichtst bij het afgeschermd gebied is in aluminium in (b) en in staal in (c)

de volgorde zelfs geen enkele invloed: in [Hoburg1996] wordt reciprociteit vermeld wat betreft de positie van het bron- en het afgeschermd gebied.

Om het verschil met het niet-lineair scherm van Figuur 5.10a te zien toont figuur 5.11a de **afschermingsfactor van een lineair meerlagenscherm**. De per-





Figuur 5.11. Afschermingsfactor en verliezen (hysteresis + wervelstroom) per meter axiale lengte tegenover het aantal lagenparen voor verschillende samenstellingen met aluminium (Al) en *linear* staal (Fe). De totale schermdikte is 10 mm, de binnenstraal van het scherm is 0,1 m en de opgedrongen veldsterkte is 10 A/m bij 50 Hz. De laag dichtst bij het afgeschermd gebied is in aluminium. De data van deze figuur met lineair staal zijn bekomen door dezelfde berekening uit te voeren als beschreven in [Hoburg1996]

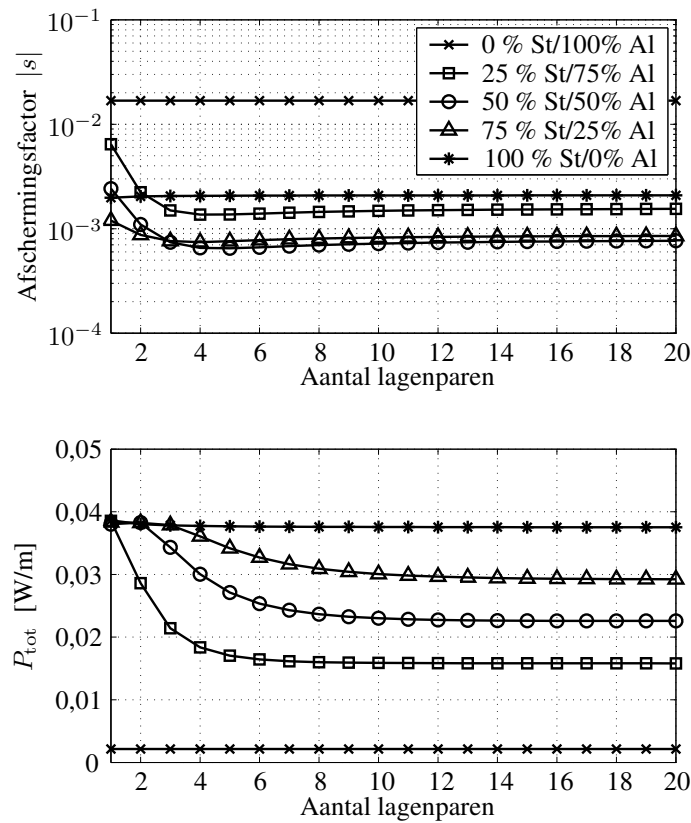
meabiliteit van het staal is hier  $\mu^I = \mu_{\text{re}}(\underline{H}_0) = 352$ . De grafiek is gelijkaardig aan figuur 6 in [Hoburg1996], aangezien enkel de eigenschappen van het staal en de frequentie verschillend zijn. Aangezien aluminium lineair materiaal is, zijn de curves voor 100% aluminium identiek aan deze in figuur 5.10. Voor de samenstellingen met staal gelden dezelfde conclusies als in paragraaf 5.3.1: het meerlagenscherm met lineair staal schermt beter af dan het scherm met niet-lineair staal.

Wat betreft de **elektromagnetische verliezen van het lineair meerlagenscherm** zijn de wervelstroomverliezen in het lineair materiaal hoger omdat het lineair staal met hogere gemiddelde permeabiliteit meer wervelstroom voert dan het niet-lineair staal. Voor het hier beschouwde scherm zijn de totale verliezen toch enigszins hoger voor de samenstellingen met niet-lineair materiaal omwille van de hys-

teresisverliezen. Het spreekt vanzelf dat het lineair materiaal geen hysteresisverliezen heeft.

Samenvattend kan men stellen dat bij afscherming met samengestelde aluminium-staalschermen, de verliezen enkel laag zijn indien het materiaal dichtst bij de bron staal is.

Voor een hogere frequentie van 5 kHz en een dunner scherm van 1 mm bekomen we de resultaten van figuur 5.12. De besluiten zijn dezelfde als voor 50 Hz.



Figuur 5.12. Afschermingsfactor en totale verliezen versus aantal lagenparen voor verschillende materiaalcomposities met aluminium en niet-lineair staal. De totale scherm-dikte is 1 mm, de binnenstraal is 0,1 m en de frequentie is 5 kHz. De laag dichtst bij het afgeschermd gebied is in aluminium

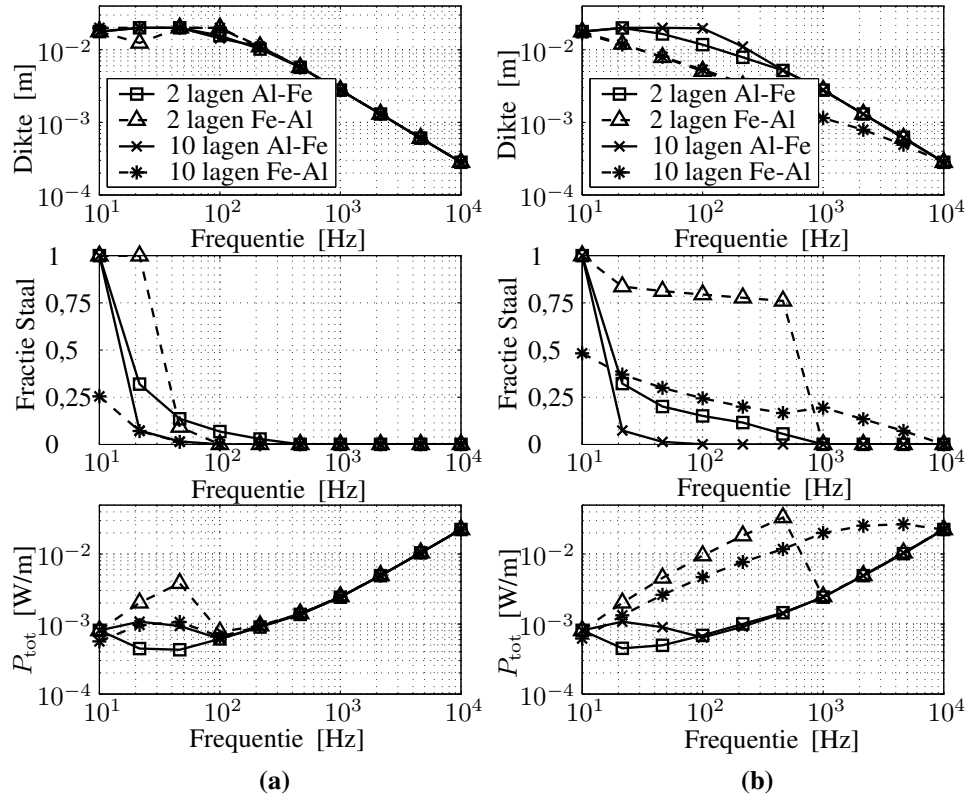
### 5.4.2 Optimalisatie van de fractie staal

Om afschermingsproblemen op te lossen is het noodzakelijk om een gegeven veldverzwakking te halen aan de hand van een scherm met optimale dikte en minimale elektromagnetische verliezen. Gelijkaardig aan [Öktem2001] optimaliseren we het cilindervormig scherm met straal 0,3 m dat opnieuw bestaat uit alternerende lagen van (lineair) aluminium en (niet-lineair) staal met eigenschappen vermeld in paragraaf 5.3.1. De te optimaliseren variabelen zijn de totale schermdikte en de fractie staal. Het aantal lagen is een ontwerpparameter, bijvoorbeeld om constructieve redenen. De details van de optimalisatie staan in [Sergeant2005d].

In een eerste optimalisatie zijn de doelstellingen 1) de gewenste afschermingsfactor te halen 2) de wervelstroom- en hysteresisverliezen te minimaliseren. De dikte is niet afgestraft in de kostenfunctie. Het minimalisatie-algoritme is de ingebouwde Matlabfunctie *fgoalattain*. Deze functie werd gebruikt om de optimale dikte en fractie te vinden zodat het scherm *exact* de gewenste afschermingsfactor heeft en zodat de verliezen *minimaal* zijn. De optimalisatie-routine gebruikt de SQP (Sequential Quadratic Programming) methode [Brayton1979] om de kostenfunctie te minimaliseren. De kostenfunctie voert de procedure uit aangehaald in paragraaf 2.4.3 om voor een gegeven dikte, fractie, frequentie, straal en aantal lagen de afschermingsfactor en de verliezen te vinden. Het produceert twee kostwaarden: de afschermingsfactor die de optimalisatieroutine exact gelijk tracht te maken aan de gewenste factor 0,01, en de verliezen.

Optimalisaties werden uitgevoerd voor verscheidene frequenties, voor 2 en voor 10 lagenparen en voor verschillende startwaarden om locale minima te vermijden. Dit resulteerde in figuur 5.13 waar de optimale dikte, fractie en de geminimaliseerde verliezen getoond zijn als een functie van de frequentie  $f$ . In deze figuur hebben alle schermen een afschermingsfactor van 0,01 (100 maal veldreductie). De dikte en de fractie staal kunnen variëren met de frequentie zodanig dat de afschermingsfactor onafhankelijk van de frequentie steeds 0,01 is. Elke fysische laag van het scherm is verdeeld in 10 deellagen om de niet-lineariteit in rekening te brengen. Voor alle getoonde curves is het duidelijk dat de optimale dikte ongeveer constant is voor lage frequenties (ferromagnetische afscherming) en dat ze afneemt met  $1/f$  (afscherming door wervelstroom) voor hogere frequenties. De optimale fractie staal neemt af met de frequentie: staal is enkel nuttig voor ferromagnetische afscherming bij lage frequenties waar wervelstromen klein zijn. Voor hoge frequenties heeft het staal te veel verliezen. Boven 500 Hz wordt zuiver aluminium gekozen door de optimalisatieprocedure.

Vermits er geen reciprociteit is wat betreft het afgeschermd en het brongebied, toont figuur 5.13 curves voor een tweelagen scherm met zowel volgorde A-Al-...-Fe-B (markering  $\square$ ) en volgorde A-Fe-...-Al-B (markering  $\triangle$ ). Voor lage frequenties zijn de verliezen veel lager bij de volgorde A-Al-...-Fe-B dan voor het



Figuur 5.13. Optimale dikte, fractie staal en corresponderende verliezen voor schermen met 2 en met 10 lagen. Al-Fe betekent dat de laag dichtst bij het afgeschermd gebied in aluminium is en dat de laag dichtst bij het brongebied in staal is. Omgekeerde volgorde voor Fe-Al. De schermdikte heeft in de kostenfunctie (a) geen bijdrage en (b) wel een bijdrage

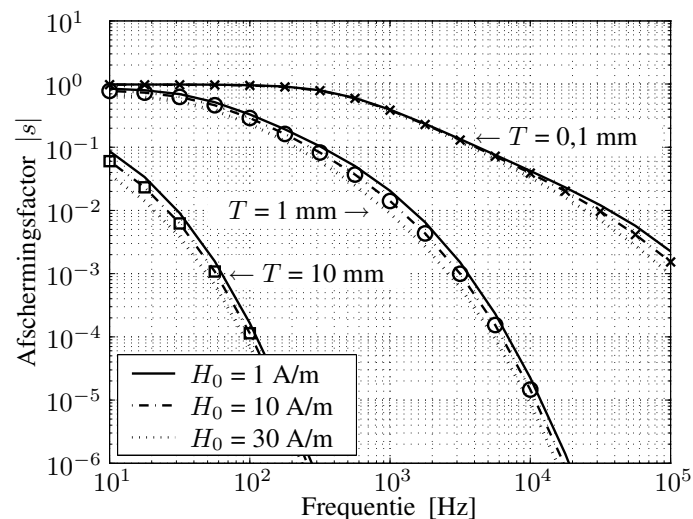
scherm met de omgekeerde volgorde A-Fe-...-Al-B, vooral voor het geval van een klein aantal lagen. Dit is in overeenstemming met het besluit van de vorige paragraaf: voor lage verliezen moet de eerste laag nabij het bronveld in staal zijn. Figuur 5.13a toont verder dat een scherm met een hoge fractie staal dunner is voor dezelfde afschermingsfactor dan een scherm met meer aluminium. Voor het tienlagenscherm wordt de fractie staal zeer laag gekozen. De verliezen zijn tussen deze van beide tweelagenschermen in. Besluit is dat, meestal, een grotere hoeveelheid staal aanleiding geeft tot een dunner scherm omwille van de betere afscherming door het hogere product  $\mu\sigma$  maar ook meer verliezen door de lagere conductiviteit en de lagere indringdiepte in vergelijking met aluminium.

In een tweede optimalisatie zijn de doelstellingen 1) de gewenste afschermingsfactor te halen 2) de wervelstroom- en hysteresisverliezen te minimaliseren en 3)

de dikte te minimaliseren. De dikte wordt daarom ook afgestraft in de kostenfunctie. Dit bevordert de keuze van een hoge fractie staal. Figuur 5.13b toont dat de fractie staal nu hoger is dan in figuur 5.13a, omdat het staal het mogelijk maakt dezelfde afschermingsfactor te bereiken met een dunner scherm.

### 5.4.3 Effect van de amplitude van het af te schermen magnetisch veld

Aangezien de permeabiliteit afhangt van de grootte  $H$  van het magnetisch veld  $\mathbf{H}$ , bepaalt het opgedrongen bronveld  $H_0$  ook de afschermingsfactor van het cilindervormig scherm. Figuur 5.14 toont de afschermingsfactor van een cilindrisch 10-lagen scherm met binnenstraal van 0,3 m voor verscheidene  $H_0$ -waarden in het Rayleigh gebied. Het effect van  $H_0$  op de afschermingsfactor is sterker indien het scherm dikker is. De afschermingsfactor is beter voor de hoogste amplitude, hetgeen positief is omdat de sterkste velden de grootste veldreductie nodig hebben.



Figuur 5.14. Afschermingskaart voor verschillende amplitudes van het magnetisch bronveld  $H_0$  en voor verschillende totale diktes  $T$ . Het aantal lagen is gelijk aan tien gekozen

## 5.5 Afscherming van een hoogspanningskabel (CM)

### 5.5.1 Probleemstelling

Omdat hoogspanningskabels op de eerder geringe diepte van ongeveer anderhalve meter begraven liggen, veroorzaakt de stroom in de kabels een vrij sterk magnetisch veld boven de kabels. Doordat de kabels kort bij elkaar liggen, blijft de zone van sterk magnetisch veld wel beperkt qua afmetingen (zie figuur 1.4).

Afhankelijk van de plaats waar de kabel ligt, is de directieve van de Europese gemeenschap 2004/40/EC [2004/40/EC] voor beroepsmatige blootstelling in werkomgevingen van toepassing, ofwel 1999/519/EC [1999/519/EC] voor het publiek in algemeen bereikbare zones. Zelfs als de norm niet overschreden is, kan het nuttig zijn de kabels af te schermen om storing van elektrische toestellen in de buurt te vermijden.

De CM wordt toegepast om afscherming van een driefasige hoogspanningskabel te bestuderen. We gebruiken hiertoe lange maar smalle elektrisch geleidende platen die op de grond boven de kabels worden geplaatst. Als materiaal werd gekozen voor koper wegens zijn uitstekende geleidbaarheid, maar evengoed had men kunnen opteren voor het goedkopere en lichtere aluminium. Men kan de platen positioneren in een parallelle configuratie waarbij de lange kant van elke plaat evenwijdig is met de kabels of in een transversale configuratie waarbij de lange kant loodrecht staat op de kabels. Het verschil tussen beide configuraties wordt onderzocht. Verder wordt ook de invloed van de contactweerstand tussen naburige platen bestudeerd, m.a.w. het verschil in afscherming tussen enerzijds naast elkaar gelegen, elektrisch geïsoleerde platen en anderzijds aan elkaar gelaste platen. Tenslotte wordt de invloed van de oppervlakte van het scherm bekeken alsook de invloed van de afstand tussen de hoogspanningskabels en de platen.

Samengevat is het doel van de berekeningen rond afscherming van hoogspanningskabels het in kaart brengen van de invloed van:

- de configuratie van de platen (transversaal of parallel)
- de contactweerstand tussen naburige platen
- de afmetingen van de platen
- de afstand tussen de platen en de hoogspanningskabels

Deze toepassing werd uitgevoerd voor afscherming van een hoogspanningskabel met het materiaal magnetil van Arcelor. De gebruikte berekeningsmethode werd

geverifieerd *in situ* door metingen van het magnetisch veld boven een hoogspanningskabel<sup>8</sup>. De metingen werden uitgevoerd op verschillende hoogtes boven de onafgeschermd kabel, boven de kabel bedekt met platen parallel aan de kabel, en met platen transversaal op de kabel. De simulatieresultaten in volgende paragrafen zijn uitgevoerd voor koperen platen. De resultaten werden experimenteel geverifieerd met metingen op een testopstelling.

### 5.5.2 Methode

Zoals uitgelegd in paragraaf 2.5, vervangt de circuitmethode een scherm door een vermazing in de vorm van een rooster van staven met gepaste weerstand, zelfinductie en mutuele inductie met alle andere staven. Ook de bron wordt op deze manier gemodelleerd. De circuitmethode kan ingewikkelde 3D schermen en bronnen modelleren, maar vereist dat de schermen “dun” zijn. Het woord “dun” betekent dat de dikte van het scherm klein moet zijn in vergelijking met de indringdiepte voor de frequentie van het opgedrongen veld. Een toepassingsvoorbeeld van de methode is gepubliceerd in [Clairmont1999] voor een scherm boven een driedraads kabel.

Eindige-elementenmodellen in 3D zijn ook mogelijk om deze toepassing te bestuderen, maar deze vergen meer rekentijd. De kabels oneindig lang veronderstellen en een 2D model gebruiken is zoals verder wordt aangetoond een onaanvaardbare vereenvoudiging bij het bestuderen van eindige schermen.

Aangezien er in deze toepassing meerdere platen zijn, dienen de verbindingen tussen naast elkaar liggende platen eveneens in rekening gebracht te worden in de circuitmethode d.m.v. extra staven. Deze staven kunnen zeer kort gekozen worden en dienen enkel om de contactweerstand tussen naburige platen te modelleren. Indien de platen aan elkaar gelast zijn, kunnen de verbindingsstaven worden gemodelleerd met hun eigen weerstand en inductanties, net zoals de andere staven. Als er echter slecht contact is tussen naburige platen dient de eigen impedantie van de verbindingsstaven verhoogd te worden met een bijkomende contactweerstand.

### 5.5.3 Geometrie

De drie hoogspanningskabels bevinden zich 1,5 m onder de grond, zoals getoond in figuren 5.15 en 5.16, op een afstand  $D$  van elkaar verwijderd. De stroom in elke fase heeft amplitude  $I$ . Het koperen scherm bestaat uit acht platen van  $0,5 \times 4$  m. De platen zijn eveneens getekend in vette lijn in figuur 5.16, terwijl de vermazing

---

<sup>8</sup>Omwille van een vertrouwelijkheidsovereenkomst met Arcelor worden deze meet- en berekeningsresultaten niet opgegeven in dit werk. In de plaats hiervan wordt de methode toegepast op koperen platen.

van de circuitmethode in dunne lijn is getoond. De dikte van de koperen platen bedraagt 3 mm waardoor de circuitmethode toepasbaar is bij 50 Hz. Voor deze frequentie is de indringdiepte in koper immers 9,3 mm, wat beduidend groter is dan de plaatdikte.

### 5.5.4 Simulatieresultaten

#### Onafgeschermd kabel

Beschouwen we elk van de drie kabels als een lijnstroom, dan kan het veld berekend worden via de wet van Biot-Savart (2.125). In het geval van een driefasige kabel zonder elektrisch geleidende of magnetische materialen in de buurt (figuur 5.17), wordt de wet eenvoudig. In het punt  $P_1(0, 0, 0)$  is de magnetische inductie de som van de bijdragen van de drie kabels:

$$\begin{aligned}\underline{\mathbf{B}}(P_1) &= \underline{\mathbf{B}}_1(P_1) + \underline{\mathbf{B}}_2(P_1) + \underline{\mathbf{B}}_3(P_1) \\ &= \frac{\mu_0 \underline{I}_1}{2\pi D_s} \left( \frac{D}{D_s} \mathbf{1}_x - \frac{d}{D_s} \mathbf{1}_z \right) + \frac{\mu_0 \underline{I}_2}{2\pi D} \mathbf{1}_x + \frac{\mu_0 \underline{I}_3}{2\pi D_s} \left( \frac{D}{D_s} \mathbf{1}_x + \frac{d}{D_s} \mathbf{1}_z \right)\end{aligned}$$

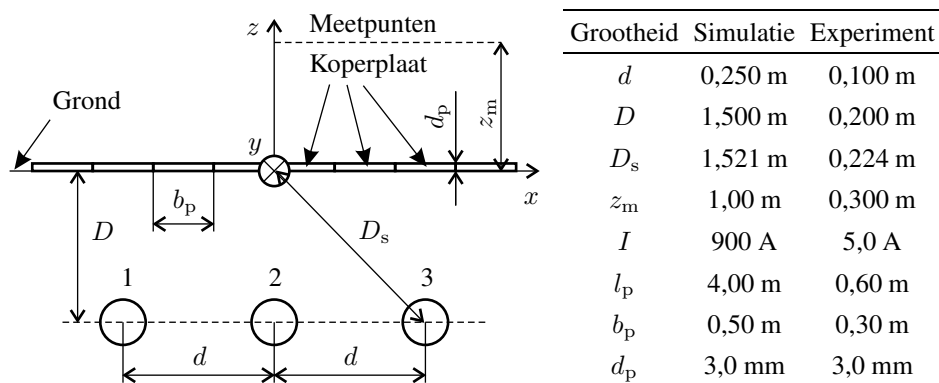
De sinusoidaal veronderstelde lijnstromen met amplitude  $I$  in de kabels vormen een direct driefasig stel:  $\underline{I}_1 = I e^{\frac{2\pi}{3}j}$ ,  $\underline{I}_2 = I e^{0j}$  en  $\underline{I}_3 = I e^{-\frac{2\pi}{3}j}$ .

#### Fijnheid van de vermazing

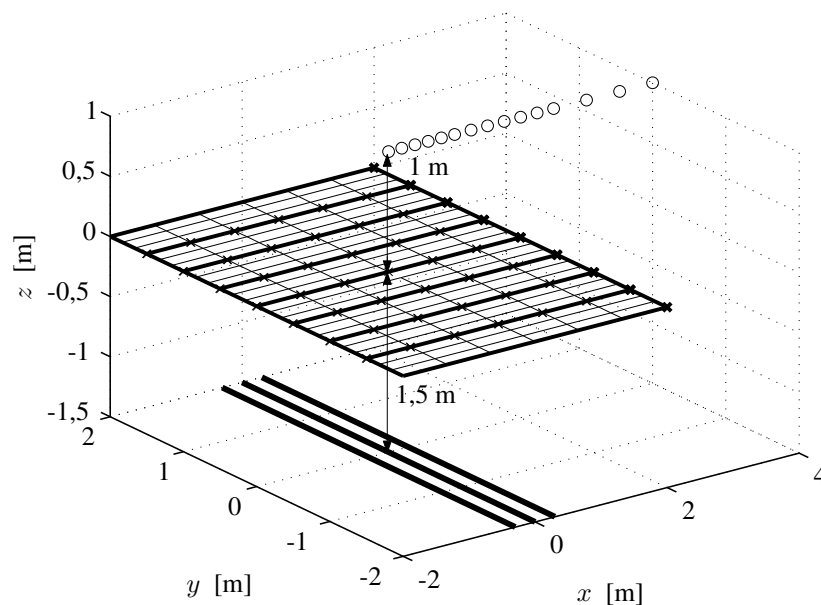
De bestudeerde afscherming bestaat uit 8 platen van  $4 \text{ m} \times 0,5 \text{ m}$  met een totale oppervlakte van  $4 \text{ m} \times 4 \text{ m}$  of  $16 \text{ m}^2$ . De benaming “scherm” slaat op de verzameling van 8 platen. Van elke plaat is het aantal segmenten van de vermazing in breedterichting en in lengterichting genoteerd als  $n_b$  respectievelijk  $n_l$ . Figuur 5.18 toont de invloed van  $n_b$  en  $n_l$  op de bekomen veldsterkte in een punt  $P_2$  op 1 m hoogte boven het midden van het scherm.

Voor de **parallele configuratie** is de keuze van het aantal segmenten in breedterichting  $n_b$  belangrijk. Ontoelaatbaar is de keuze  $n_b = 1$ , waarbij de plaat in breedterichting ( $x$ -richting) wordt gemodelleerd door slechts één segment dat even breed is als de plaat zelf. Door de ruwe discretisatie in  $x$ -richting kunnen de  $y$ -as stromen in het model niet lopen op de  $x$ -positie waar ze in werkelijkheid lopen. De afschermingsefficiëntie wordt daarom onderschat. De te lage  $n_b$  is niet goed te maken door  $n_l$  zeer hoog te kiezen. Zelfs al verdeelt men de plaat zeer fijn in de lengte-richting, dan convergeert de berekende veldsterkte voor  $n_b = 1$  naar een waarde die niet de juiste is. Vanaf  $n_b = 3$  convergeert de curve naar

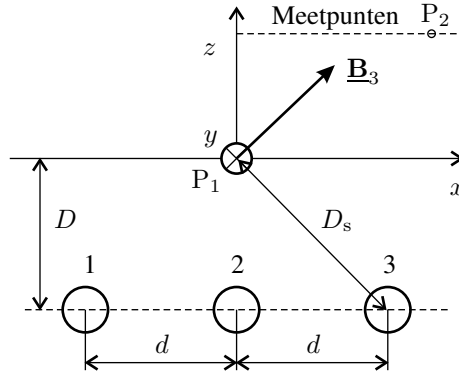




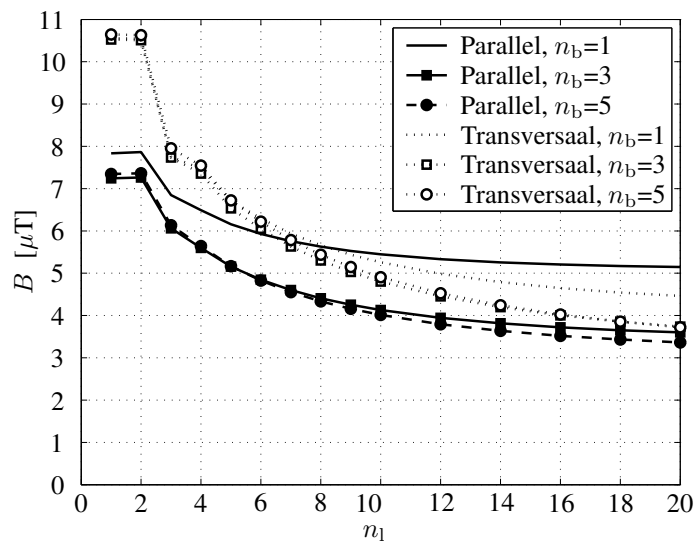
Figuur 5.15. Geometrie in het  $xz$ -vlak van de drie ingegraven hoogspanningskabels en het scherm bestaande uit *parallel* met de kabels geplaatste koperplaten op het aardoppervlak; tabel met waarden van de grootheden, inclusief deze van de experimentele opstelling op verkleinde schaal



Figuur 5.16. Geometrie in 3D van de drie ingegraven hoogspanningskabels en het scherm bestaande uit *transversaal* op de kabels geplaatste koperplaten op het aardoppervlak. Elke plaat (dikke lijn) is verdeeld in een  $6 \times 3$  rooster van staven (dunne lijn). De kleine kruisen aan de randen van de platen geven aan waar contactweerstand werd gemodelleerd en de cirkels op hoogte  $z = z_m = 1$  m zijn de meetpunten. De hoogspanningskabels zijn veel langer dan getoond



Figuur 5.17. Geometrie van de hoogspanningskabels, met illustratie van de vector  $\underline{B}_3$  in  $P_1(0, 0, 0)$ , veroorzaakt door  $\underline{I}_3$ . Het punt  $P_2(x, 0, 1)$  bevindt zich 1 m boven de grond



Figuur 5.18. Invloed van de verfijning van de vermazing op de berekende magnetische inductie in het punt  $P_2(0, 0, 1)$ . Elke koperplaat is in de lengte verdeeld in  $n_1$  segmenten en in de breedte in  $n_b$  segmenten

een aanvaardbare waarde voor  $B$ . Bij de parallelle configuratie dient men eerst de belangrijke parameter  $n_b$  voldoende hoog te kiezen, om daarna via de minder belangrijke parameter  $n_1$  de nauwkeurigheid “bij te stellen”. Bij  $n_1 = 6$  wordt de veldsterkte in het beschouwde punt ongeveer 20% overschat. Voor de in de simulaties gekozen  $n_1 = 16$  is de fout kleiner dan 10%. Voor de acht platen zorgen de 544 onbekende knooppuntpotentialen en de 1039 onbekende stromen in de segmenten voor een rekentijd van meer dan vier minuten per scherm plus bijna 30 seconden per punt waar  $B$  moet berekend worden.

In de **transversale configuratie** heeft de verfijning in lengterichting  $n_1$  meer invloed dan  $n_b$ , wat net omgekeerd is als bij de parallelle configuratie. Bij transversale platen zijn  $n_b = 3$  en  $n_1 = 16$  reeds een nauwkeurige keuze. De overschatting van de veldsterkte in het (worst-case) punt  $P_2(0,0,1)$  is eveneens minder dan 10%, wat voor afschermingstoepassingen als voldoende nauwkeurig kan aanzien worden.

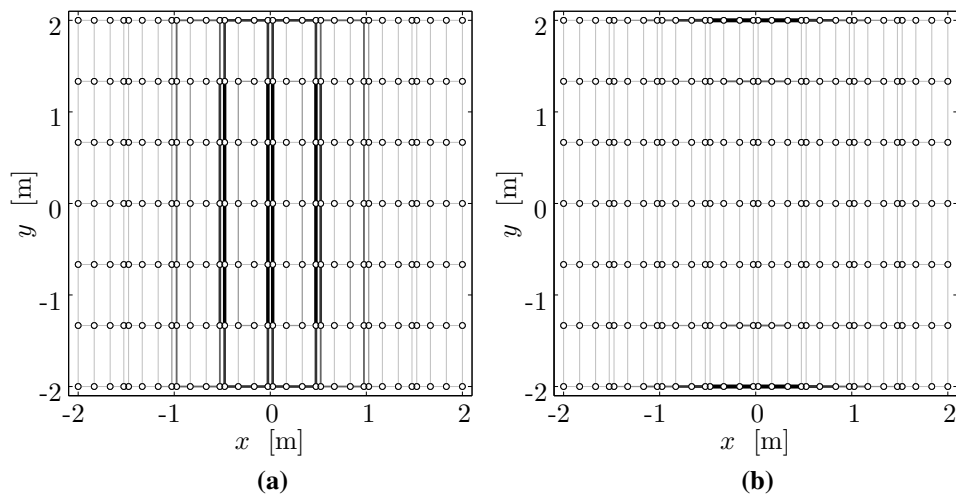
**Samengevat** kan men de vuistregel stellen uit [Clairmont1999] voor maximaal toelaatbare celgrootte (fout kleiner dan factor twee): *de afmetingen van de cellen mogen niet groter zijn dan de afstand tussen het scherm en het punt waar men het veld berekent*. Voor een afstand van 1 m betekent dat minstens  $n_1 = 4$  voor de 4 m lange koperplaat. Is extra verfijning mogelijk, dan is verfijning in de richting dwars op de kabels belangrijker is dan verfijning parallel aan de kabels.

### Contactweerstand

Voor de **parallelle configuratie** van figuur 5.15 wordt de stroomverdeling van figuur 5.19a bekomen in het geval van een **hoge contactweerstand** van  $0,1 \Omega$  tussen de platen. Door de hoge contactweerstand kan er nauwelijks stroom vloeien tussen naburige platen. Hoe dikker de lijn, hoe meer stroom een segment voert. Voor 900 A lijnstroom in de kabels was de hoogste stroom 26,39 A, gesitueerd in het midden van het scherm rond het punt  $(0,0,0)$ . Hoge stromen vindt men vooral in de platen boven de hoogspanningskabels. Het is dan ook niet verwonderlijk dat de vermazing dwars op de kabels voldoende fijn moet zijn zodat voldoende segmenten in de zone boven de kabels liggen. Bovendien lopen de stromen vooral *langs de buitenste rand van elke plaat*, omdat dit traject de grootste oppervlakte insluit, en dus de hoogste geïnduceerde spanning heeft volgens de wet van Faraday. De dikke lijnen naast elkaar in het midden van het scherm corresponderen met hoge stromen in naburige platen die ongeveer dezelfde amplitude hebben maar tegengestelde zin.

Voor figuur 5.19b, waar de **contactweerstand nul** is tussen de platen, heffen deze twee tegengestelde stromen elkaar op, met als resultaat twee dunne lijnen in het midden van het scherm. De maximaal geïnduceerde stroom ligt *langs de buitenste rand van alle schermen samen*. De stromen kiezen de buitenste filamenten (op  $y = 2$  en  $y = -2$ ) langs de  $x$ -as (loodrecht op de kabels). Om langs de  $y$ -as terug te keren verdeelt de stroom zich in verschillende mogelijke wegen. Men vindt geen grote stromen in verticale richting in figuur 5.19b omdat er zeer veel parallelle takken zijn die elk een klein deel van de stroom voeren. De maximale stroom in de dikke lijnen van 22,05 A wordt ditmaal gevonden aan de rand van het scherm, in de buurt van het punt  $(0,2,0)$ . De maximale stroom is dus niet dezelfde als in het geval met hoge contactweerstand. De dikte van de lijnen laat dan ook niet toe de stromen te vergelijken tussen verschillende figuren, omdat ze relatief zijn ten opzichte van

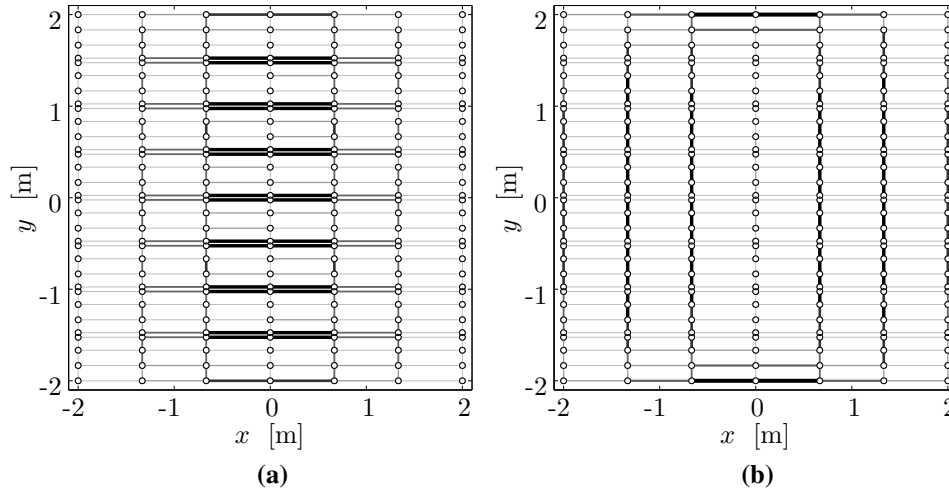
de maximale stroom in één figuur. Figuur 5.21 toont de resulterende magnetische inductie in een vlak door het midden van het scherm en loodrecht op de kabels. In het punt  $(0,0,1)$  is de veldreductie maximaal: bij lage contactweerstand is de reductie meer dan een factor drie, maar bij hoge contactweerstand is dit slechts ongeveer 20%.



Figuur 5.19. Stroomverdeling in de acht koperen platen die *parallel* aan de hoogspanningskabels zijn geplaatst. De lijndikte van een lijnstuk is evenredig met de amplitude van de geïnduceerde stroom in het lijnstuk. Voor de duidelijkheid van de figuur werd de vermazingsparameter  $n_1$  teruggebracht van 16 in de simulaties naar 6 terwijl  $n_b = 3$  onveranderd blijft. De contactweerstand tussen naburige platen zijn in (a) hoog nl.  $0,1 \Omega$  en in (b) laag, nl.  $0 \Omega$

Figuur 5.20 toont de stroomverdeling voor **transversale platen** met hoge respectievelijk lage contactweerstand. De circulatiestromen treden opnieuw op in elke plaat bij hoge weerstand en in het volledige scherm bij lage weerstand. Uit Figuur 5.21 blijkt dat ook in het transversaal geval de invloed van de contactweerstand zeer groot is. Net als bij parallelle platen verbetert de afscherming voornamelijk in het gebied boven het scherm indien de platen perfect verbonden zijn. In het gebied naast het scherm echter — op grote afstand van de hoogspanningskabel — is de invloed van de contactweerstand beperkt. Alle curves liggen kort bij elkaar behalve de curve bekomen met de eindige-elementenmethode. Het scherm dat door de 2D EE is gemodelleerd is immers oneindig lang, en dit beïnvloedt de afscherming ook op grote afstand van het scherm. Het 2D EE-model is bijgevolg niet geschikt om deze afschermingstoepassing te bestuderen.

Zowel voor de parallelle als voor de transversale configuratie van de platen is een uitstekend elektrisch contact tussen naburige platen essentieel voor een goede afscherming.



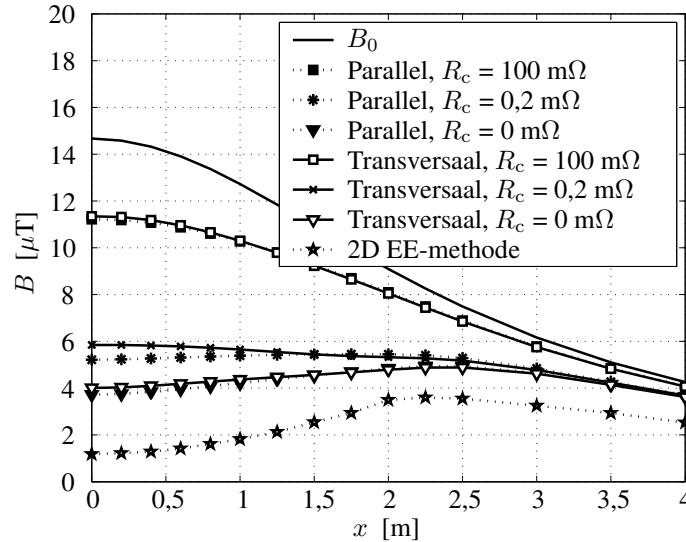
Figuur 5.20. Stroomverdeling in de acht koperen platen – elk opgebouwd uit een  $6 \times 3$  rooster van lijnstukken – die *transversaal* op de hoogspanningskabels zijn geplaatst. De lijndikte van een lijnstuk is evenredig met de amplitude van de geïnduceerde stroom in het lijnstuk. De contactweerstand tussen naburige platen zijn in (a)  $0,1 \Omega$  en in (b)  $0 \Omega$

### Configuratie van de koperplaten

Om de beste configuratie te vinden worden in figuur 5.21 de curves van de parallelle configuratie en de transversale configuratie met overeenkomstige contactweerstand vergeleken. Voor contactweerstand nul ontstaat in beide gevallen een koperen scherm van  $4 \times 4$  m en moet de afscherming exact dezelfde zijn. De kleine verschillen tussen de curves voor  $R_c = 0$  zijn te wijten aan de vermazing, die voor beide gevallen verschillend is. Voor hoge contactweerstand blijkt er evenmin een verschil te zijn. Enkel bij middelmatige contactweerstand slaagt de parallelle configuratie erin iets beter te doen in het midden van het scherm terwijl ze iets slechter is naar de rand toe. Men kan besluiten dat de invloed van de configuratie verwaarloosbaar is.

### Plaatafmetingen

Om de invloed van de plaatafmetingen na te gaan wordt gestart met de oorspronkelijke configuratie van 8 platen die samen een scherm vormen van  $4 \times 4$  m. De afmetingen van het scherm worden nu veranderd zonder het aantal platen te wijzigen. Voor hoge contactweerstand toont figuur 5.22 dat de afscherming in lichte mate verbetert naarmate het scherm groter wordt. Nochtans wordt zelfs voor het zeer grote scherm van  $8 \times 8$  m maximaal een factor twee reductie gehaald. Het ontbreken van goed elektrische contact tussen platen kan niet echt goedge maakt



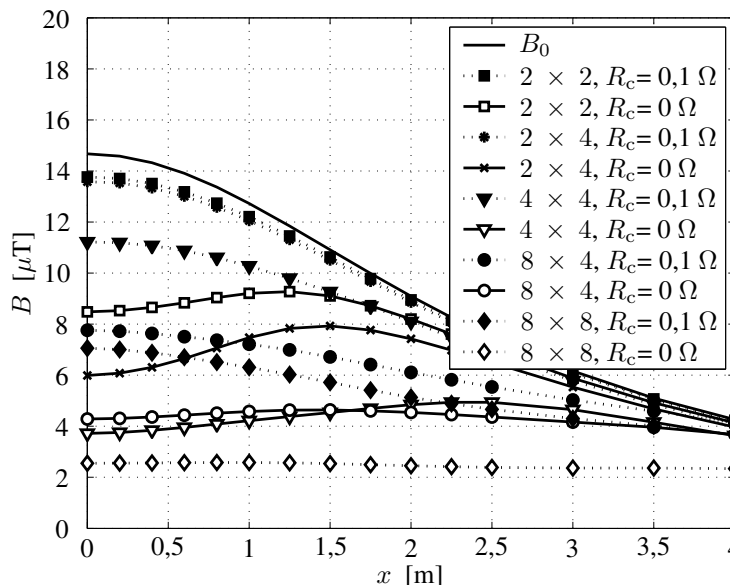
Figuur 5.21. Magnetische inductie langs de  $x$ -as op 1 m boven de acht platen voor verschillende configuraties (parallel of transversaal) en contactweerstand  $R_c$  voor een verzameling van  $16 \times 3$

worden door de platen groter te maken.

Bij contactweerstand nul wordt duidelijk dat de veldreductie goed is in de zone boven het scherm. Ruwweg kan men stellen dat de breedte van de afgeschermd zone bepaald wordt door de breedte van het scherm tenzij het scherm een zeer korte lengte (langs de  $y$ -as) heeft. De lengte heeft ook invloed op de hoogte van de curve. Dit volgt ook uit Figuur 5.23a waar de afscherming wordt weergegeven in een punt  $(0,0,1)$  voor schermen met verschillende lengtes als functie van de breedte. Tenslotte wordt nog opgemerkt dat bij schermen met contactweerstand nul de maximale veldsterkte optreedt boven de rand van het scherm, en niet boven het midden waar het onafgeschermd veld maximaal is. Mogelijks is voor de grootste schermen de afscherming ietwat onderschat omdat dezelfde verfijningsparameters  $n_1$  en  $n_b$  gebruikt werden zodat de cellen nogal groot werden.

### Afstand tussen de hoogspanningskabels en het scherm

Wanneer men het scherm vast beschouwt op de grond ( $z = 0$ ) geeft de afstand  $D$  aan hoe diep de kabels begraven liggen. In figuur 5.23b wordt de invloed van deze afstand bestudeerd. In de curves (1) wordt samen met de veranderende  $D$  ook de positie van  $P_2$  gewijzigd, zodat de afstand tussen kabels en  $P_2$  steeds gelijk blijft. Hierdoor is het onafgeschermd veld  $B_0$  constant. Voor toenemende  $D$  blijkt de afscherming te verbeteren. Bij de curves (2) wordt  $P_2$  constant gehouden. Het on-



Figuur 5.22. Magnetische inductie langs de  $x$ -as voor verschillende afmetingen  $lengte \times breedte$  in m van het koperen scherm bestaande uit acht platen in parallelle configuratie, en voor verschillende contactweerstand  $R_c$

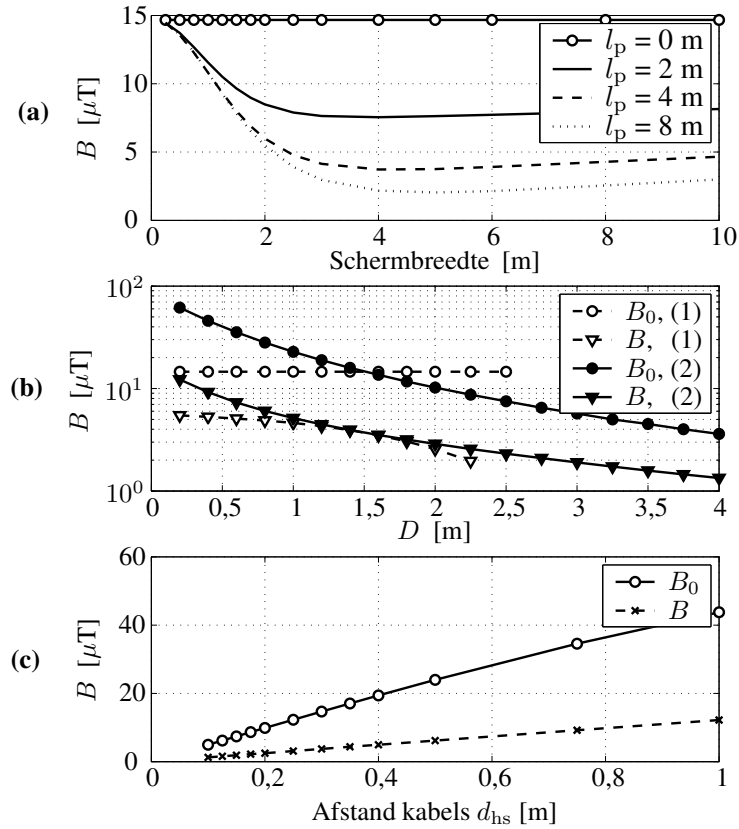
afgeschermd veld neemt dus af omdat bij grotere  $D$  de kabels op grotere afstand liggen van  $P_2$ . Het afgeschermd veld wordt het beste verminderd voor kleine  $D$ . Het is dus gunstig om de afscherming zeer kort boven de kabels te leggen omdat dan weinig fluxlijnen de neiging hebben om rond het scherm te lopen, m.a.w. de zone boven het scherm te bereiken via de ruimte naast het scherm. Voor kleinere  $D$ -waarden gedraagt het scherm zich bij benadering als een oneindig grote plaat.

Bij toenemende afstand tussen naburige kabels nemen zowel het onafgeschermd als het afgeschermd veld in het punt  $P_2$  nagenoeg lineair toe — zie figuur 5.23c.

### 5.5.5 Experimentele verificatie

De circuitmethode werd geverifieerd aan de hand van een schaalmodel van een driefasige kabel en een scherm bestaande uit twee koperen platen. Gegevens zijn te vinden in figuur 5.15.

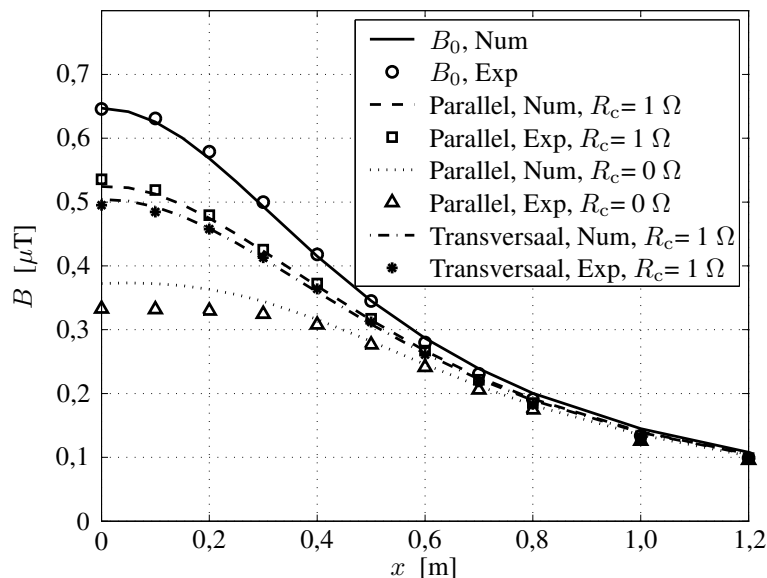
De magnetische inductie werd gemeten langs een horizontale rechte op een meethoogte  $z_m$  van 0,3 m boven de plaat, zoals getoond in figuur 5.24. Indien de twee koperen platen niet galvanisch verbonden zijn, is de veldreductie in de zone boven de plaat ongeveer 20% — iets meer voor de transversale configuratie en iets minder voor de parallelle configuratie. Wanneer de koperen platen aan elkaar zijn



Figuur 5.23. Magnetische inductie  $B$  met scherm of  $B_0$  zonder scherm in (0,0,1) boven een scherm als functie van (a) de breedte en lengte  $l_p$  van het scherm (b) de verticale afstand tussen  $4 \times 4$  m groot scherm en hoogspanningskabels en (c) de afstand tussen naburige kabels. Bij de curves (1) werd de afstand tussen kabels en  $P_2$  constant gehouden zodat de verticale positie van  $P_2$  varieert; bij de curves (2) wordt het punt  $P_2$  constant gehouden zodat de afstand tussen de kabels en  $P_2$  varieert

gesoldeerd neemt de veldreductie toe tot maximaal 43%. De metingen sluiten nauw bij de berekeningen aan in de punten boven het scherm en op korte afstand van het scherm. Voor punten op grotere afstand liggen de meetwaarden tot 10% lager dan de berekende waarden. Hier is de beïnvloeding door voorwerpen in de buurt sterker.





Figuur 5.24. Magnetische inductie langs de  $x$ -as op 0,3 m boven de twee platen voor verschillende configuraties en contactweerstand  $R_c$ . De curves geven numerieke resultaten (Num) weer en de merktekens tonen meetresultaten (Exp) op de experimentele opstelling van figuur 5.15

## 5.6 Passieve en actieve afscherming van een axisymmetrische inductieverhitter voor wielen (EEM)

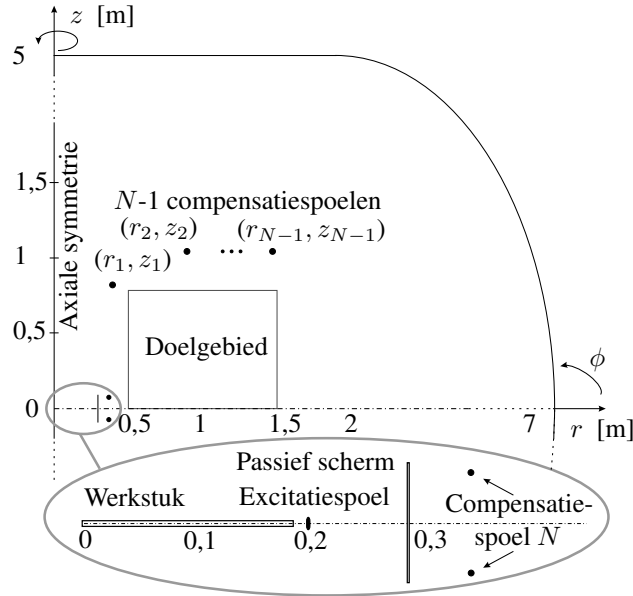
De bedoeling is een passieve en actieve afscherming te ontwerpen voor de experimentele opstelling van de inductieverhitter die in volgende sectie wordt beschreven. Eén van de ontworpen afschermingen werd geïmplementeerd op de opstelling wat toelaat de berekeningen te verifiëren met metingen. De volgende paragrafen bespreken van verschillende afschermingen vooral de kwalitatieve resultaten. Voor technische en numerieke details wordt meermaals verwezen naar bijlage C.

### 5.6.1 Experimentele opstelling

#### Opbouw

Schematisch ziet de opstelling van de inductieverhitter voor wielen eruit als in figuur 5.25. De afmetingen en materiaaleigenschappen zijn te vinden in tabel 5.5.

De testopstelling van de afgeschermd inductieverhitter die eruit ziet als in fi-

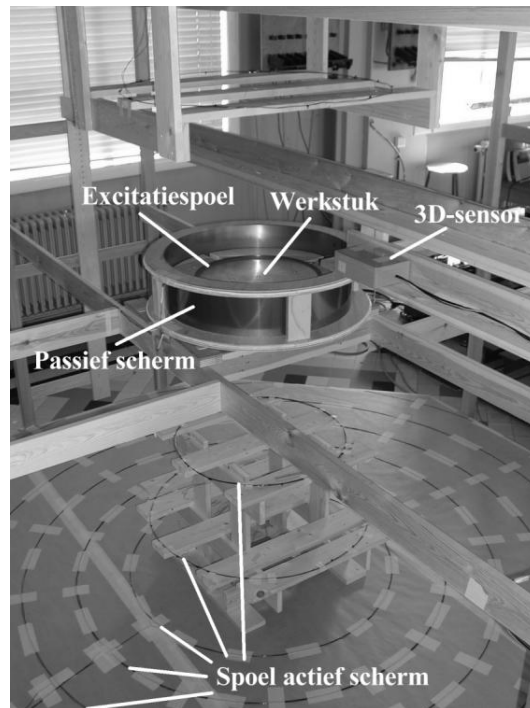


Figuur 5.25. Experimentele opstelling van een axisymmetrische inductieverhitter voor wielen met passieve en afscherming in schematische voorstelling (niet op schaal)

guur 5.26 heeft een gereduceerd vermogen, maar is gebouwd op werkelijke schaal: de totale hoogte van de afgeschermd inductieverhitter is 2,3 m en de diameter is 3 m. Het werkstuk dat zich centraal in de opstelling bevindt, is een aluminium schijf met een straal van 191 mm en een dikte van 10 mm (Werkstuk 1). Kleinere aluminiumschijven met eigenschappen vermeld in tabel 5.5 werden eveneens vervaardigd om de invloed van de werkstukafmetingen op het spreidingsveld te onderzoeken. De excitatiespoel bestaat uit 10 windingen koperdraad van 1,5 mm diameter, die op een drager van PVC werden gewikkeld.

Rond deze spoel bevindt zich een houten ring waarin een koperen of een stalen passief scherm kan worden gemonteerd. Het scherm bestaat uit een ringvormig gebogen plaat waarvan de uiteinden aan elkaar gesoldeerd worden zodat wervelstromen mogelijk zijn in azimuthale richting.

Figuur 5.26 toont verder de actieve afscherming die het resultaat is van de optimalisatie die verderop wordt besproken in paragraaf 5.6.5. De actieve afscherming bestaat uit negen spoelen onder de inductieverhitter en negen symmetrisch geplaatste spoelen boven de inductieverhitter. Zeven van de negen spoelen liggen in een vlak. De twee spoelen met de kleinste diameter liggen korter bij de inductieverhitter. De bijhorende spoelposities en aantallen windingen voor de optimalisatie bij 1 kHz zijn te vinden in tabel 5.6. Een negatief aantal windingen betekent tegengestelde oriëntatie als de excitatiespoel. De optimale compensa-



Figuur 5.26. Experimentele opstelling van een axisymmetrische inductieverhitter voor wielen met passieve en actieve afscherming

tiestroom voor het actief scherm is  $0,0530 \cdot e^{-45,6^\circ j}$  A met het koperen passief scherm of  $0,1162 \cdot e^{-49,3^\circ j}$  A met het stalen passief scherm. Deze stromen zijn klein in vergelijking met de excitatiestroom van  $40 \cdot e^{0^\circ j}$  A. Deze stroom is het product van de fysische stroom in de spoel en het aantal spoelwindingen van de excitatiespoel. De fysische excitatiestroom gemaakt door de lineaire versterker is tien maal kleiner aangezien de excitatiespoel tien windingen telt. In wat volgt wordt met de benaming excitatiestroom steeds de totale stroom van 40 A bedoelt.

### Meettechniek en calibratie

Het genereren van de golfvorm voor de excitatiespoel gebeurt met LabVIEW<sup>®</sup> software en een computer met data-acquisitiekaart. Een lineaire versterker vertaalt het spanningssignaal naar een stroom in de excitatiespoel. De sinusoidale excitatiestroom is ten opzichte van een realistische inductieverhitter vermindert met een factor 100 tot 40 A bij 1 kHz. Om realistische waarden te krijgen moeten inducties, spanningen en stromen verder in dit hoofdstuk vermenigvuldigd worden met 100, en vermogens met  $10^4$ .

Tabel 5.5. Geometrische en elektromagnetische eigenschappen van de excitatiespoel, de beschikbare werkstukken en de beschikbare passieve schermen. In de excitatiespoel wordt 40 Aw stroom opgedrongen;  $\sigma = 0$  betekent dat het huideffect (Engels: skin effect) niet in rekening is gebracht. De afmetingen van straal en dikte zijn langs de  $r$ -as; de afmetingen van de hoogte zijn langs de  $z$ -as

Eigenschap	Uitwendige		Dikte		Hoogte		$\sigma$	$\mu_r$
	Straal [m]		[mm]		[mm]		[S/m]	
Excitatiespoel	$r_e$	0,2027	$d_e$	1,50	$h_e$	16,0	0	1
Werkstuk 1	$r_w$	0,1910	$d_w$	-	$h_w$	10,0	$3,7 \cdot 10^7$	1
Werkstuk 2	$r_w$	0,1500	$d_w$	-	$h_w$	10,0	$3,7 \cdot 10^7$	1
Werkstuk 3	$r_w$	0,1000	$d_w$	-	$h_w$	10,0	$3,7 \cdot 10^7$	1
Werkstuk 4	$r_w$	0,0715	$d_w$	-	$h_w$	10,0	$3,7 \cdot 10^7$	1
Stalen passief scherm	$r_p$	0,3065	$d_p$	0,65	$h_p$	190	$5,9 \cdot 10^6$	372
Koperen passief scherm	$r_p$	0,3050	$d_p$	0,50	$h_p$	190	$5,3 \cdot 10^7$	1

Tabel 5.6. Optimale spoelposities en aantallen windingen van de experimentele opstelling van de inductieverhitter voor wielen

Spoel	$r$ -co [m]	$z$ -co [m]	Windingen
1	0,300	0,600	8
2	0,400	0,900	4
3	0,500	1,150	-4
4	0,700	1,150	6
5	0,900	1,150	-4
6	1,100	1,150	4
7	1,300	1,150	-3
8	1,500	1,150	2
9	0,365	0,080	-1

De NI PCI-6110 data-acquisitiekaart van National Instruments heeft vier analoge 12-bit ingangen die worden bemonsterd aan maximaal 5 MS/s (megasamples per seconde). Er zijn twee analoge uitgangskanalen met een bereik van  $\pm 10$  V die worden bemonsterd aan 4 MS/s (één kanaal) of 2,5 MS/s (twee kanalen).

Naast het genereren van de stroomgolfvorm, verricht het computergebaseerde acquisitiesysteem ook metingen. De golfvormen van verscheidene grootheden worden bemonsterd tegen 100 samples per periode om voldoende fase-informatie te verkrijgen. Bij 1 kHz is de bemonsteringsfrequentie dus 100 kHz. De magnetische inductie wordt gemeten met de 3D sensor met gevoeligheid  $1 \text{ V}/10 \mu\text{T}$  (paragraaf 5.2). Om verstoring van de metingen door omgevingsveld te voorkomen (vooral 50 Hz), worden 1000 excitatieperiodes gemeten en wordt een Fourier-

analyse uitgevoerd.

### 5.6.2 Geen afscherming

Om de veldreductie van de schermen te kunnen beoordelen, worden enkele referentiewaarden van de niet-afgeschermd inductieverhitter gegeven op de eerste rij van tabel 5.7. Zonder enig passief of actief scherm is de gemiddelde  $B$  in het doelgebied 289 nT. De maximale waarde van 1,965  $\mu\text{T}$  treft men aan in de linker-benedenhoek van het doelgebied in figuur 5.27, dat de veldverdeling toont van de niet-afgeschermd inductieverhitter.

De energiedissipatie in het werkstuk  $P_w$  wordt bepaald door de energiedissipatie van de geïnduceerde stromen te integreren over het volume van de schijf:

$$P_w = \pi \int_S \frac{\underline{J} \cdot \underline{J}^*}{\sigma} r \, dr \, dz, \text{ waarbij } \underline{J} = -j\sigma\omega \underline{A}_\phi \quad (5.5)$$

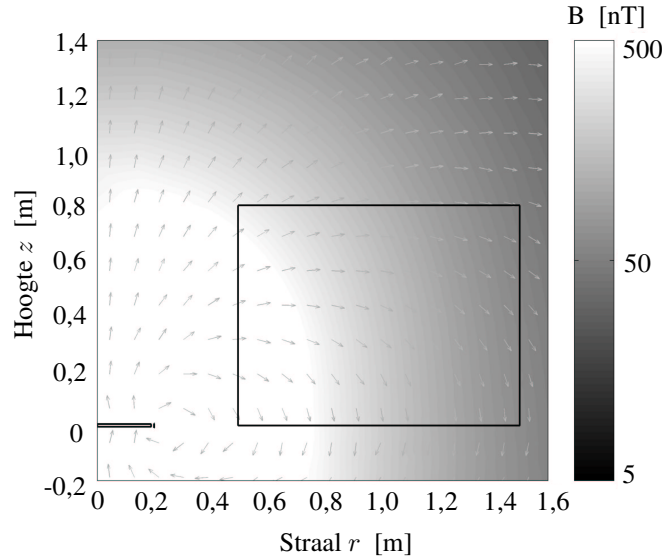
De factor  $\pi$  verenigt de vermenigvuldiging met 1/2 (omdat  $|\underline{J}|$  een amplitudewaarde is en geen effectiefwaarde) en de vermenigvuldiging met  $2\pi$  om van de axisymmetrische berekening per radiaal over te gaan naar de volledige omtrek van  $2\pi$  radialen. Met 40 A stroom bij 1 kHz in de excitatiespoel is  $P_w$  slechts 197 mW. Het vermogen is echter 10000 maal gereduceerd in de testopstelling. De warmte komt voornamelijk vrij in een smal gebied in de rand van het werkstuk. De breedte van dit gebied neemt af bij toenemende frequentie.

Wanneer schermen toegevoegd worden moet enerzijds  $B_{\text{gem}}$  verminderd worden terwijl anderzijds de verandering van  $P_w$  beperkt moet worden om het opwarmingsproces zo weinig mogelijk te veranderen.

### 5.6.3 Passief scherm

Vooraf in de linker-benedenhoek van het doelgebied is de magnetische inductie zonder schermen hoog. Een passief scherm kort bij deze zone kan er lokaal een sterke veldvermindering teweegbrengen.

De veldreductie die wordt bekomen door een passief scherm toe te voegen hangt sterk af van de positie, de hoogte en de elektromagnetische eigenschappen van het scherm. Tabel 5.7 toont de gemiddelde magnetische inductie in het doelgebied en de geïnduceerde warmte in het werkstuk en in het passief scherm voor zowel het stalen (afscherming 3) als het koperen scherm (afscherming 7) met eigenschappen in tabel 5.5. Om afschermingen te vergelijken is het interessant de gemiddelde afschermingsfactor  $s_{\text{gem}}$  in het doelgebied te bekijken, die gegeven is in decibel.



Figuur 5.27. Veldverdeling van de niet-afgeschermd axisymmetrische inductieverhitter voor wielen waarvan werkstuk en excitatiespoel linksonder zijn afgebeeld. De grote rechthoek is het doelgebied waar het veld moet worden afgeschermd. De grijswaarde geeft de amplitude van de magnetische inductie weer en de pijlen tonen de richting

Koper blijkt lagere  $B$ -niveaus en een lagere dissipatie in het passief scherm op te leveren dan staal, maar heeft meer invloed op het opwarmingsproces.

Figuur 5.28 bevestigt dit door als functie van de **radiale schermpositie** de gemiddelde inductie in het doelgebied uit te zetten, en dit zowel voor het koperen als voor het stalen scherm. De positie van het scherm met vaste hoogte van 190 mm is gelegen tussen de excitatiespoel (op 0,202 m) en de linkerrand van het doelgebied op 0,5 m. Figuur 5.28 toont eveneens het vermogen geïnduceerd in het werkstuk, te vergelijken met het vermogen in het onafgeschermd geval. Uit de figuur wordt opgemaakt dat

- een koperen scherm steeds een lagere  $B_{\text{gem}}$  oplevert dan een stalen scherm met zelfde geometrie, en dit ongeacht de positie
- de gemiddelde inductie  $B_{\text{gem}}$  in het doelgebied afneemt naarmate het passief scherm dicht bij de excitatiespoel wordt geplaatst
- een koperen scherm het vermogen in het werkstuk  $P_w$  sterker vermindert dan een stalen scherm, en vooral wanneer het zich dicht bij de excitatiespoel bevindt.

Een goed scherm is dan ook een compromis tussen een zo laag mogelijke  $B_{\text{gem}}$ ,  $P_p$  en  $(P_{w0} - P_w)$ .

Tabel 5.7. Voor twaalf verschillende afschermingssituaties: gemiddelde magnetische inductie  $B_{\text{gem}}$ , gemiddelde afschermingsfactor  $|s_{\text{gem}}|$  (in decibel) en maximale magnetische inductie  $B_{\text{max}} = \max(|\mathbf{B}|)$  in het doelgebied, geïnduceerd vermogen in het werkstuk  $P_w$ , in het passief scherm of in de gcw  $P_p$  en in het actief scherm  $P_a$ . De bijhorende spoelposities en gewichtsfactoren in (3.6) staan in bijlage C. Bij de actieve schermen is het aantal compensatiespoelen gegeven. De geometrie van het passief scherm is vast (v) of samen met het actief scherm geoptimaliseerd (op). Alle optimalisaties werden verricht met genetische algoritmen behalve deze met vermelding “grad” waar een gradiëntalgoritme werd gebruikt

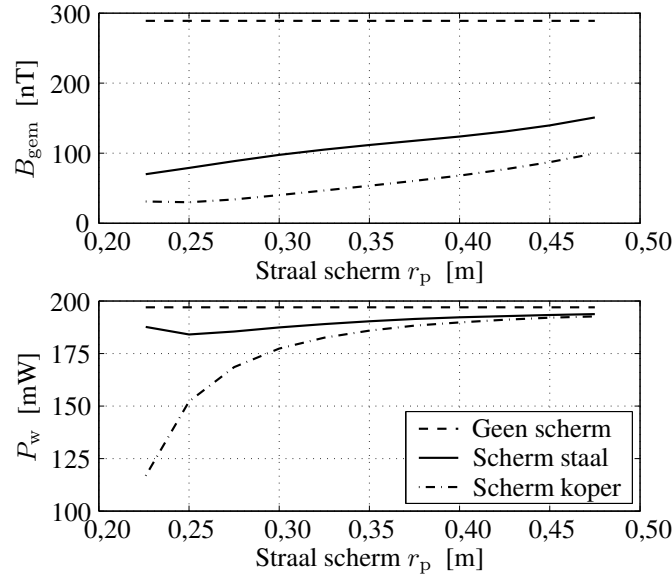
Nr.	Schermen		Geoptimaliseerde waarden					
	Passief of gcw	Actief # sp.	$B_{\text{gem}}$ [nT]	$ s_{\text{gem}} $ [dB]	$B_{\text{max}}$ [nT]	$P_w$ [mW]	$P_p$ [mW]	$P_a$ [mW]
1	-	-	289	-	1965	197	-	-
2	-	$2 \times 9$	41,8	-16,8	1413	193	-	11,97
3	P – Fe, v	-	95,9	-9,6	551	189	26,7	-
4	P – Fe, v, grad	$2 \times 9$	21,8	-22,4	230	190	18,8	46,79
5	P – Fe, v	$2 \times 9$	15,9	-25,2	236	187	21,1	25,68
6	P – Fe, op	$2 \times 9$	29,9	-19,7	469	189	19,1	0,59
7	P – Cu, v	-	40,3	-17,1	216	178	8,15	-
8	P – Cu, v	$2 \times 9$	9,04	-30,1	159	178	7,19	10,14
9	P – Cu, op	$2 \times 9$	5,32	-34,7	95,7	163	16,9	0,77
10	GCW1	$2 \times 5$	6,36	-33,1	27,1	163	36,3	(28,1)
11	GCW2	$2 \times 5$	27,7	-20,4	497	189	7,1	(5,9)
12	GCW3	$2 \times 5$	13,3	-26,7	151	180	24,7	(21,4)

Wanneer de **hoogte van het scherm** varieert bij een vaste positie van 0,3 m (figuur 5.29), kunnen dezelfde conclusies genomen worden als bij variërende positie en vaste hoogte.

Om in het **EE-model** het passief scherm te modelleren kunnen de impedantie-randvoorwaarden (2.142) gebruikt worden zoals uitgelegd in paragraaf 2.6.5 en [Sergeant2004a] indien de indringdiepte  $\delta$  veel kleiner is dan de helft van de schermdikte  $d_p$ .

#### 5.6.4 Actief scherm

Wat betreft de **geometrie** heeft het actief scherm negen te optimaliseren compensatiespoelen. Negen spoelen vereisen 18 te optimaliseren variabelen om hun  $r$ - en  $z$ -coördinaten te bepalen, maar om de complexiteit te reduceren werden zeven positieparameters vast gekozen. Als optimalisatie-algoritme werd geopteerd voor



Figuur 5.28. Gemiddelde magnetische inductie in het doelgebied en geïnduceerd vermogen in het werkstuk als functie van de radiale positie van het 190 mm hoog passief scherm. De excitatiespoel bevindt zich uiterst links op de figuur en de linkerrand van het doelgebied uiterst rechts

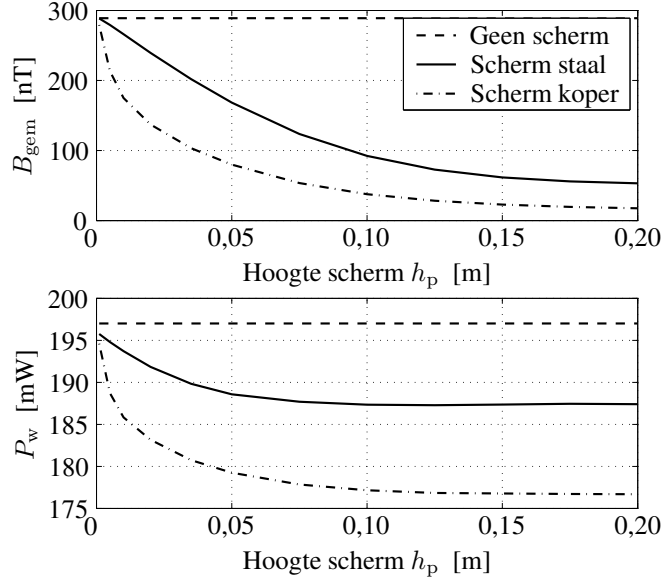
het genetisch algoritme dat bijgevolg slechts 11 variabelen optimaliseert. Verdere details over de begrenzingen op de variabelen (die ook geldig zijn in paragrafen 5.6.5 en 5.6.6) staan in paragraaf C.2 van bijlage C. Ook de gewichtsfactoren om de kost (3.6) van de individuen te berekenen staan in tabel C.1 van deze bijlage.

De populatie in het **genetisch algoritme** bestaat uit 150 individuen, verdeeld over vijf subpopulaties. Het algoritme berekende twaalf generaties op een 1 GHz PC, wat acht dagen rekentijd in beslag nam.

Afscherming 2 in tabel 5.7 toont de resultaten van de optimalisatie. Enkel de gemiddelde inductie in het doelgebied en het vermogen in het actief scherm werden in rekening gebracht: gewichtsfactoren  $w_1 \neq 0$  en  $w_3 \neq 0$  terwijl  $w_2 = w_4 = w_5 = 0$  (zie (3.6) in hoofdstuk 3). Voor de optimalisaties met de inductieverhitter voor wielen wordt  $w_5$  steeds nul gekozen.

De **veldreductie** in het doelgebied is slechts 16,8 dB: in tabel 5.7 is  $B_{\text{gem}}$  gelijk aan 41,8 nT. De reden is de hoge magnetische inductie van 1413 nT in de linker-benedenhoek van het doelgebied. Een grote compensatiestroom is nodig in dit gebied om het veld te verzwakken. Aangezien er geen passief scherm aanwezig is, moet het actief scherm deze grote stroom volledig zelf genereren.





Figuur 5.29. Gemiddelde magnetische inductie in het doelgebied en geïnduceerd vermogen in het werkstuk als functie van de hoogte van het passief scherm op radiale positie 0,3 m

Het **vermogen in het actief scherm** wordt afgestraft door de derde kostterm in (3.6). De hoge compensatiestroom die wordt verwacht veroorzaakt een zeer hoge kost. Bijgevolg is de beste oplossing voor de stroom slechts 0,1054 - 0,014j A voor 40 + 0j A excitatiestroom. Toch is de coëfficiënt  $w_3$  slechts deels de reden voor de lage stroom. De andere reden is dat een te hoge stroom in alle spoelen (in serie) effectieve veldreductie onmogelijk maakt: in de meeste spoelen is de stroom dan te hoog, zelfs met slechts één winding. Het aantal windingen van een spoel is namelijk begrensd tot  $t_{\max} = 10$ , zodat de stroomverhouding van twee spoelen maximum 10 is. Dit verklaart de keuze van de windingsaantallen in tabel C.2: spoel 9 — de spoel kort bij de excitatiespoel — heeft het maximaal aantal van 10, terwijl de meeste andere spoelen 0 hebben omdat de compensatiestroom te hoog is om goede veldreductie te bekomen, zelfs met één winding. Met een hogere  $t_{\max}$  — b.v.  $n$  keer hoger — zouden wellicht minder spoelen nul windingen hebben aangezien de compensatiestroom  $n$  keer kleiner wordt<sup>9</sup>.

<sup>9</sup>Er wordt opgemerkt dat de totale stroom in spoel 9 met  $nt_{\max}$  windingen in plaats van  $t_{\max}$  dezelfde blijft indien de compensatiestroom  $I_L/n$  is in plaats van  $I_L$ . De optimale waarde van  $n$  hangt af van het spannings- en stroombereik van de voeding van het actief scherm.

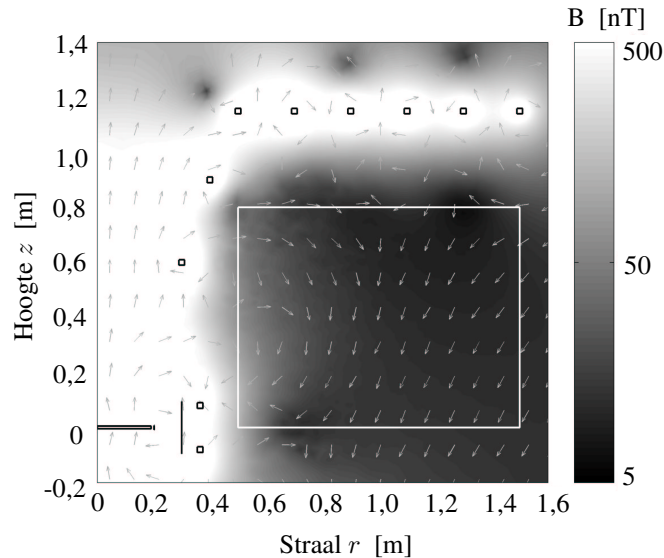
### 5.6.5 Passief scherm en geoptimaliseerd actief scherm (Grad)

Een passief scherm van 190 mm hoog en 0,3 m straal wordt toegevoegd aan het model. Met het stalen passief scherm is het model niet lineair meer in de excitatie- en compensatiestromen, omdat de permeabiliteit  $\mu_p$  van het passief scherm in lichte mate afhangt van het magnetisch veld  $H$ . Aangezien de amplitude van de excitatiestroom constant is en de kleine compensatiestromen het magnetisch veld nauwelijks beïnvloeden rond het passief scherm, kunnen we het model lineariëren door aan te nemen dat  $\mu_p$  gelijk is aan de constante in tabel 5.5, namelijk  $\mu_p = 372\mu_0$ .

Het **gradiënt gebaseerde algoritme** van paragraaf 3.10.1 wordt aangewend om de actieve afscherming te optimaliseren door opnieuw dezelfde kostenfunctie (3.6) te minimaliseren [Sergeant2004a]. De rekentijd bedroeg ongeveer acht uur om de tolerantie op de variabelen onder de 1% te krijgen. Gradiëntalgoritmes vinden enkel lokale minima. Doordat de kostenfunctie geen glad verloop heeft, is het bovendien niet zeker dat het gevonden minimum ook daadwerkelijk overeenstemt met het werkelijke minimum van de vallei.

De **veldreductie** wordt bestudeerd aan de hand van afschermingssituatie 4 in tabel 5.7, en aan de hand van de compensatiespoelposities en -stromen van het actief scherm in tabel C.2. Deze situatie 4 is eveneens experimenteel gebouwd omdat de posities van de compensatiespoelen (na enige afronding) gelijk verdeeld zijn over de beschikbare ruimte voor compensatiespoelen. De equidistante spoelen maken de actieve afscherming robuust. Het actief en passief scherm reduceren  $B_{\text{gem}}$  tot 21,8 nT, een reductie van 22 dB. Figuur 5.30 toont het veldbeeld, dat vergeleken dient te worden met figuur 5.27 zonder afscherming. Alle compensatiespoelen samen hebben in totaal 72 spoelwindingen waarvan de helft zich bevindt boven het hoofd van de operator en de andere helft onder zijn voeten. Het aantal windingen per spoel was beperkt tot 10. Zou men de spoelen niet in serie zetten, maar 9 onafhankelijke compensatiestromen opdringen, dan neemt de veldreductie toe van 22 dB met één stroom naar 26 dB met negen onafhankelijk geoptimaliseerde stromen.

Het **vermogen in het werkstuk**  $P_w$  daalt met slechts 4% terwijl het vermogen in het passief scherm  $P_p$  oploopt tot 10% van  $P_w$ . Dit kan verminderd worden door een materiaal te kiezen met zeer hoge geleidbaarheid, ofwel door een materiaal te nemen met geleidbaarheid nul. In het laatste geval gebeurt de afscherming door fluxaftakking. Het vermogen in het actief scherm  $P_a$  is relatief hoog indien men wikkelt met een draad van 1 mm diameter. De benodigde compensatiestroom 75,7 - 88,2j mA is weliswaar klein in vergelijking met de 40 A excitatiestroom, maar de weerstand van de 320 m draad is bijna 7  $\Omega$ . Als oplossing ligt het voor de hand dikkere draad te gebruiken, aangezien de verliezen kwadratisch dalen met toenemende draaddiameter.



Figuur 5.30. Veldverdeling van de axisymmetrische inductieverhitter voor wielen met een passief scherm in koper en  $2 \times 9$  compensatiespoelen (witte vierkanten). De grote rechthoek is het doelgebied waar het veld moet worden afgeschermd. De verticale streep stelt het ringvormig passief scherm voor en de kleine vierkanten zijn de compensatiespoelen van het actief scherm

### 5.6.6 Passief scherm en geoptimaliseerd actief scherm (GA)

Aangezien de gradiëntmethode niet met zekerheid het minimum vindt van de kostenfunctie, wordt een gelijkaardige optimalisatie uitgevoerd met genetische algoritmen, die wel in staat zijn het globale minimum te vinden van ruwe functies.

In het gebruikte **genetisch algoritme** bestaat de populatie uit 150 individuen, verdeeld in vijf subpopulaties. Door het aantal mogelijke spoelposities te beperken en opnieuw strenge rand- en ongelijkheidsvoorwaarden op te leggen, blijft het vereiste aantal generaties beperkt tot twaalf, net als bij de optimalisatie van enkel actief scherm. De berekening kostte eveneens acht dagen rekentijd wat zeer veel is in vergelijking met het gradiëntalgoritme.

#### Passief scherm in staal

Met een passief scherm in staal (afscherming 5 in tabellen 5.7 en C.2) wordt de **veldreductie** 25 dB met slechts zes spoelen, aangezien drie van de negen 0 windingen hebben. Met deze veldvermindering van 25 dB doet het GA beter dan het gradiëntalgoritme (22 dB). Het totale aantal windingen is  $2 \times 25$ , waarvan 25

boven het hoofd en 25 onder de voeten van de operator.

Het geïnduceerde **vermogen in het werkstuk**  $P_w$  is 187 mW, wat een kleine afname betekent tegenover de 197 mW in het niet-afgeschermd geval. Er is een significante energiedissipatie in het passief scherm die ongeveer 11% bedraagt van de dissipatie in het werkstuk. Het vermogen in het actief scherm is van dezelfde grootte-orde, en lager dan bij het scherm van het gradiënt algoritme.

### Passief scherm in koper

Met een passief scherm in koper (afscherming 8 in tabellen 5.7 en C.3) is de **veldreductie** in het doelgebied 30 dB, wat beter is dan met het passief scherm in staal (25 dB).

Dankzij de lage resistiviteit vallen de **verliezen in het scherm** mee. De geïnduceerde warmte in het koperen passief scherm is 4 % van de warmte in het werkstuk, wat lager is dan de dissipatie in het stalen scherm.

De invloed op het **vermogen in het werkstuk**  $P_w$  is slechter met het koperen scherm. Het ferromagnetisch stalen scherm biedt immers een makkelijk terugkeerpad aan voor de flux van de excitatiewikkeling. Een koperen scherm daarentegen tracht de flux van de excitatiewikkeling te verminderen.

### 5.6.7 Globaal geoptimaliseerd passief en actief scherm (GA)

We beschouwen een globale optimalisatie waarbij zowel de geometrie van het passief scherm als deze van het actief scherm worden geoptimaliseerd. Voor de globale optimalisatie wordt hetzelfde **genetisch algoritme** gebruikt als in vorige paragraaf, maar het aantal variabelen is nu 13, namelijk dezelfde 11 spoelposities plus de positie en hoogte van het passief scherm. De begrenzingen op de variabelen zijn weergegeven in paragraaf C.3. Omdat een functie-evaluatie meer EE-berekeningen en dus meer tijd vraagt, bedroeg de rekentijd 14 dagen.

Voor de optimalisatie met het passief scherm in **staal** (afscherming 6 in tabellen 5.7 en C.3) werden aan de dissipatie in het passief en in het actief scherm hoge gewichtsfactoren  $w_2$  en  $w_3$  toegekend in (3.6) terwijl  $w_1$  steeds onveranderd blijft. De nummering van de gewichtsfactoren komt steeds overeen met deze in (3.6). We vergelijken de globaal geoptimaliseerde afscherming met hoge  $w_2$  en  $w_3$  met de vorige afscherming waarbij het stalen passief scherm een vaste geometrie heeft en  $w_2$  en  $w_3$  lager zijn. De twee verhoogde gewichtsfactoren zorgen voor een hogere bijdrage aan de kost van de gedissipeerde vermogens  $P_p$  in het passief scherm en  $P_a$  in het actief scherm. Het globaal geoptimaliseerde stalen scherm levert een niet zeer lage  $B_{gem}$  op, maar wel een lager verlies in het passief

scherm (19,1 mW in plaats van 21,1 mW) en een uiterst laag verlies in het actief scherm dankzij de 7,5 maal lagere compensatiestroom.

Voor de optimalisatie met scherm in **koper** (afscherming 9 in tabellen 5.7 en C.3) vergelijken we de twee optimalisaties 8 en 9 in tabel 5.7 met koperen passief scherm en actief scherm. Het gemiddeld veld met afscherming 9 is zeer laag: met negen onafhankelijke stromen bekomt men bijna 37 dB reductie en met alle spoelen in serie bijna 35 dB. De lage waarden voor het gemiddelde veld en de compensatiestroom zijn deels te wijten aan het passief scherm, dat redelijk hoog is (0,145 m) en vrij dicht bij de excitatiespoel ( $r = 0,264$  m) is geplaatst. Hierdoor daalt het vermogen in het werkstuk met 17% en is het vermogen in het passief scherm ook groot (16,9 mW). Deze laatste twee nadelige effecten zorgen bijna voor een verdubbeling van de kost (3.6), hoewel de overeenkomstige gewichtsfactoren niet echt hoog waren. Dit scherm werd gekozen door het optimalisatie-algoritme wegens de indrukwekkende veldreductie in het doelgebied. Indien de verstoring van het opwarmingsproces of de dissipatie in het passief scherm ontoelaatbaar zijn, moeten  $w_2$  en  $w_4$  hoger gekozen worden in de kost (3.6), afhankelijk van de eisen voor het ontwerp van het scherm.

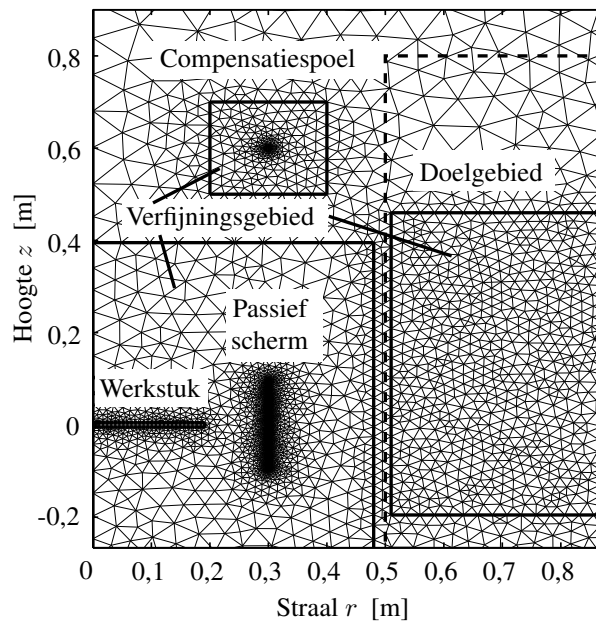
### 5.6.8 Vergelijking berekeningen met meetresultaten

De resultaten van de optimalisatie met de gradiëntmethode (paragraaf 3.10.1) werden geverifieerd door de resultaten te vergelijken met enerzijds de metingen op de testopstelling [Sergeant2003a] en met anderzijds een ander numeriek model [Sergeant2004b].

De eerste berekeningswijze maakt gebruik van het **2D EE-model** van paragraaf 2.6. Het aantal knooppunten in de mesh (figuur 5.31) is ongeveer 13000, vooral gesitueerd in het passief scherm of op de rand ervan als de randvoorwaarde (2.142) wordt gebruikt. Verdere mesh-verfijningen zijn te vinden in het werkstuk en in een deel van het doelgebied. Dankzij de lineariteit is het oplossen van het randwaardeprobleem vrij van convergentieproblemen en neemt het ongeveer 20 s rekentijd op een 1 GHz PC. Ondanks de eerder snelle evaluatie van een functie duurt de optimalisatie op een gewone PC ongeveer 8 uur met het gradiëntalgoritme en 8 dagen met het genetisch algoritme. Met het 2D model voor axisymmetrische geometrieën of geometrieën in het vlak is de optimalisatie dus nog net uitvoerbaar op een gewone PC.

Het tweede model is een **3D hybride eindige-elementen-grenselementenmodel** (EE-GE). We verwijzen naar [Sergeant2004b] voor de theoretische achtergrond van deze methode. De 3D EE-GE-methode heeft 3000 onbekenden en modelleert het scherm net als de 2D methode in lineair materiaal en als een 2D oppervlak van driehoeken, omdat het voldoende dun is [Krähenbühl1993]. De rekentijd bedroeg 2 uur en 50 minuten op een ALPHA werkstation (versus 20 s op een 1 GHz PC

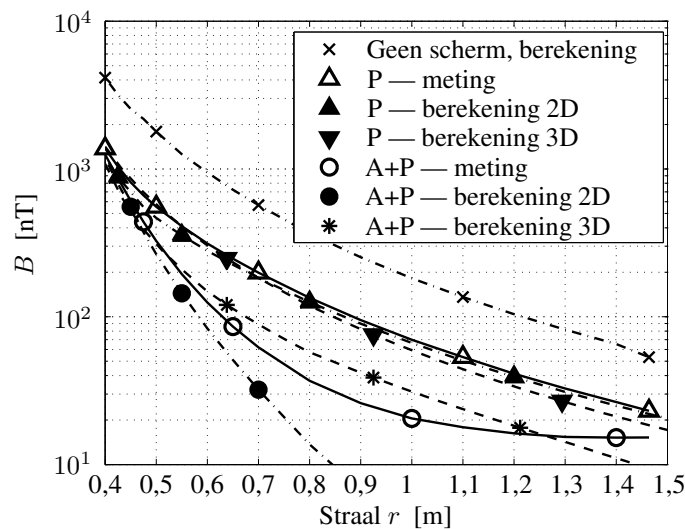
voor 2D EE). Zoals verwacht neemt het oplossen van 3D problemen te veel rekentijd in beslag om het in een optimalisatie-algoritme te gebruiken, dat duizenden evaluaties vergt. De 3D methode werd dan ook niet gebruikt voor de optimalisatie. Eerst werd het optimale scherm ontworpen met 2D EE, en vervolgens werden de optimale geometrie en stromen gesubstitueerd in het 3D model.



Figuur 5.31. Mesh van het 2D EE-model in het relevant deel van het domein. De driehoeken zijn klein rond het passief scherm en in een deel van het (deels getoonde) doelgebied in streeplijn

Figuur 5.32 vergelijkt de metingen met de numerieke resultaten bekomen door de twee numerieke procedures, voor een frequentie van 1 kHz. De afwijkingen van zowel de 2D EE als de 3D EE-GE methode en de metingen blijken dezelfde grootte-orde te hebben. Dit betekent dat beide modellen lijden aan gelijkaardige discretisatiefouten. Met enkel een passief scherm is de gemiddelde relatieve fout met de metingen 9% voor 2D EE, en 10% voor 3D EE-GE. Met passieve en actieve schermen is deze fout 45% respectievelijk 40%. Men mag hierbij niet vergeten dat men wegens de zeer lage veldsterkte deelt door uiterst kleine getallen waardoor de relatieve fout vrij groot wordt. De gemiddelde veldreductie is ongeveer 20 dB. Er wordt herhaald dat voor deze lineaire berekeningen, de excitatie- en compensatiestroom van een realistische inductieverhitter met hoog vermogen kunnen bekomen worden door vermenigvuldiging van de gebruikte stromen  $|\underline{I}_e| = 40$  A en  $|\underline{I}_L| = 0,1162$  A met een factor 100. In het laatste geval wordt  $\underline{I}_e = 4$  kA en  $\underline{I}_L = 11,62$  A. Het realistisch geïnduceerd vermogen in het werkstuk is dan 1,97 kW.

Bij **andere frequenties** zijn de resultaten gelijkaardig. In [Sergeant2003b] worden optimalisaties bij 100 Hz, 1 kHz en 10 kHz vergeleken. Voor frequenties waar de indringdiepte  $\delta$  kleiner is dan 1/6 van de werkstuk- of schermdikte, worden de impedantierandvoorwaarden (2.142) toegepast om de nauwkeurigheid van de berekeningen te garanderen. Hierdoor wordt het aantal knooppunten in de vermazing beperkt tot ongeveer 12000. Met stijgende frequentie neemt  $B_{\text{gem}}$  af terwijl de dissipatie in zowel het werkstuk, het passief scherm als het actief scherm stijgt.

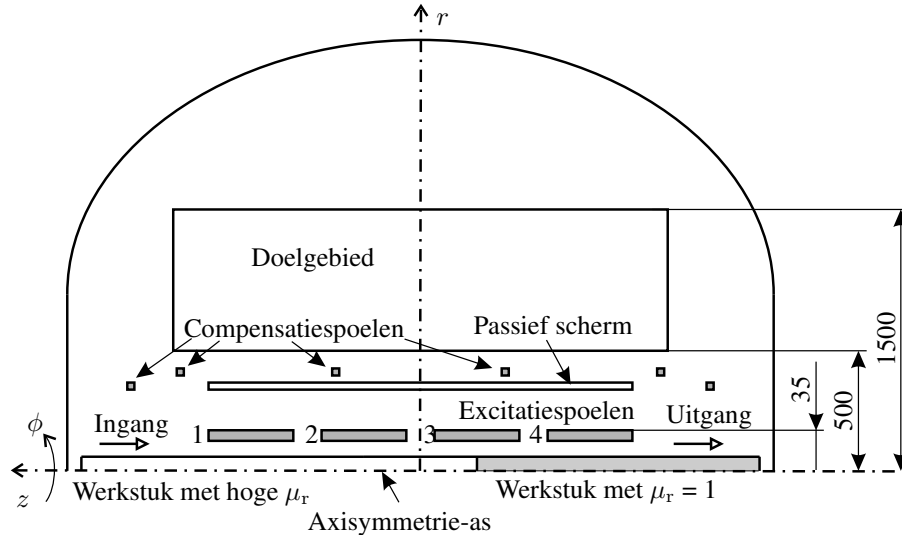


Figuur 5.32. Vergelijking van 2D simulatiesresultaten met 3D simulatiesresultaten en met metingen op de experimentele opstelling van de axisymmetrische inductieverhitter voor wielen in het  $z = 0$ -vlak bij 1 kHz

## 5.7 Passieve en actieve afscherming van een axisymmetrische inductieverhitter voor staaldraad (EEM-GA)

### 5.7.1 Geen afscherming

Metingen en berekeningen werden uitgevoerd voor een industriële inductieverhitter, bestaande uit vier excitatiepoelen van elk 0,6 m lang (figuur 5.33), die een staaldraad opwarmen voor uitgloeijing. De optimalisaties gebruiken de eindig-elementenmethode en een genetisch algoritme [Sergeant2005e]. De temperatuur van het werkstuk is beneden de Curie temperatuur in het grootste deel van de inductieverhitter. De werkingfrequentie bedraagt 6,6 kHz en het gemeten actief vermogen is 346 kW. De metingen werden uitgevoerd met de 1D sensor met luchtkern van paragraaf 5.2 en [Sergeant2002].



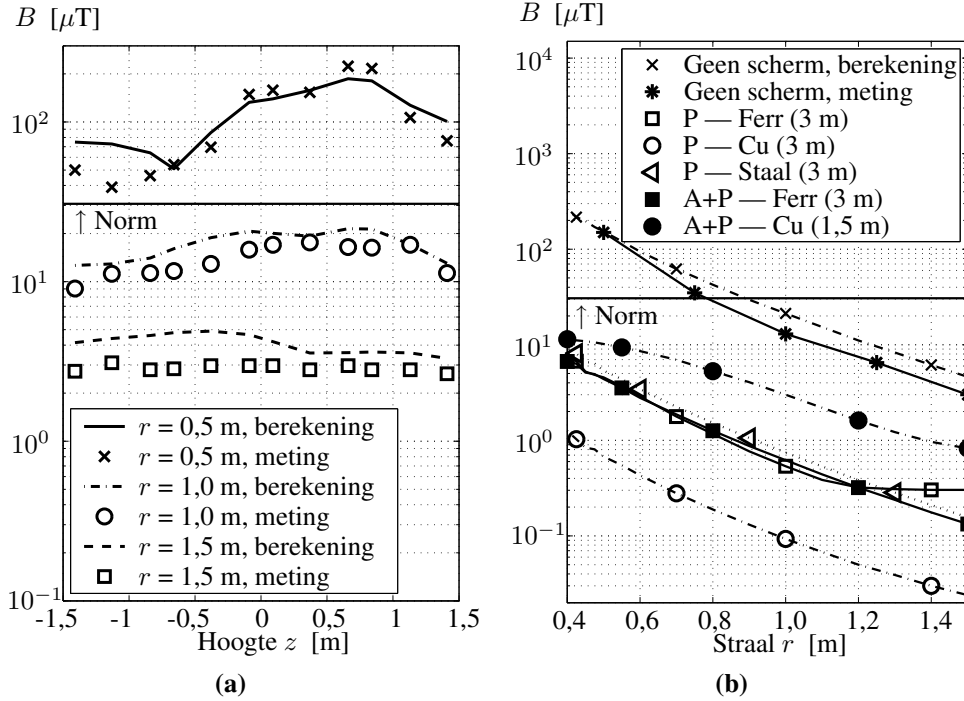
Figuur 5.33. Geometrie van de industriële inductieverhitter voor staaldraad (niet op schaal). De relevante afmetingen in de  $r$ -richting zijn gegeven in millimeter. De totale breedte in  $z$ -richting van de inductieverhitter met vier excitatie spoelen bedraagt 2,8 m

Figuur 5.34a toont de gemeten en berekende magnetische inductie  $B$  op de cilinder  $r = c^{te}$ , evenwijdig met de axisymmetrie-as van de niet-afgeschermd inductieverhitter. In figuur 5.34b worden dezelfde grootheden getoond in het  $z = 0$ -vlak, dat loodrecht staat op de axisymmetrie-as. Bijlage A toont ook de richting van het veld.

De figuren tonen dat  $B$  snel afneemt met de afstand tot de as van de inductieverhitter. Zeker op korte afstand van de inductieverhitter is het verloop van  $B$  nogal grillig omwille van lokale spreidingsvelden van elk van de vier excitatie spoelen die bovendien verschillende stromen voeren. Op 0,5 m bijvoorbeeld meet men ongeveer  $100 \mu\text{T}$ . De referentiewaarden voor beroepsmatige blootstelling [2004/40/EC] zijn overschreden binnen een straal van ongeveer 0,8 m van de axisymmetrie-as. Om deze waarden te kunnen situeren is het interessant de gemeten veldsterkten te vergelijken met deze van twaalf inductieverhitters en inductiekookplaten voorgesteld in [Floderus2002]. Hier worden bijvoorbeeld op 0,5 m van de inductieverhitter magnetische fluxdichtheden gemeten tussen  $0,38 \mu\text{T}$  (inductie-soldeermachine) en  $490 \mu\text{T}$  (inductiekookplaat).

Het verschil tussen de gemeten en gesimuleerde magnetische inductie in figuur 5.34 is te wijten aan het feit dat de vier excitatiestromen niet exact gekend waren, aangezien ze niet konden gemeten worden voor de industriële inductieverhitter waar de individuele spoelen in parallel staan. De stromen in de simulatie kunnen geschat worden op twee manieren:





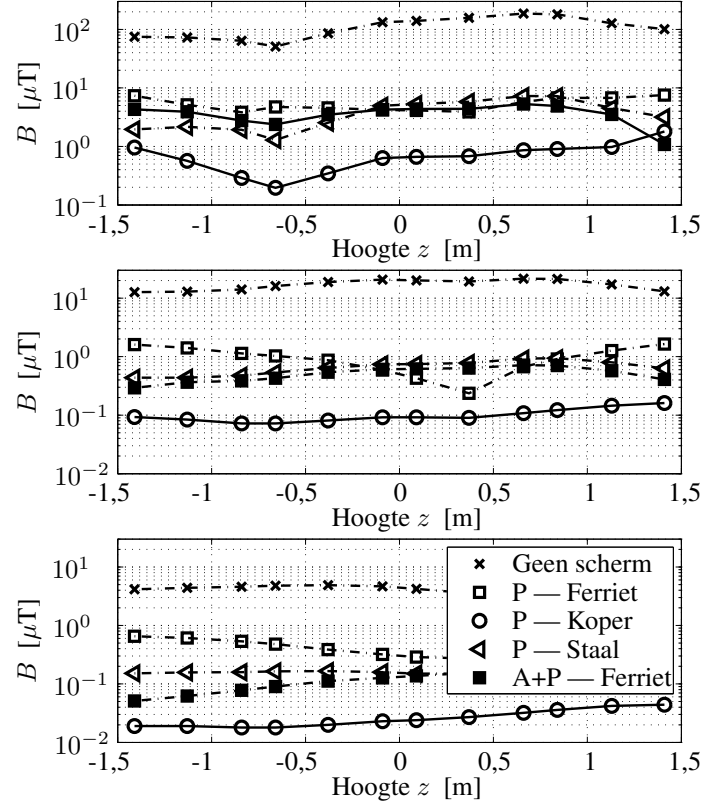
Figuur 5.34. Gemiddelde magnetische inductie voor de niet-afgeschermd inductieverhitter (a) op een aantal cilinders  $r = c^{\text{te}}$  en (b) in het vlak  $z = 0$  voor verschillende afschermingssituaties zonder schermen, met passief scherm (P) met gegeven lengte in  $z$ -richting en met zowel actieve als passieve (A+P) schermen. De norm [2004/40/EC] is aangeduid als referentie

1. Door het oplossen van het stelsel vergelijkingen:

$$\underline{V}_k = j\omega L_k \underline{I}_k + j\omega \sum_{l, l \neq k} \pm M_{kl} \underline{I}_l \quad k, l = 1 \dots 4 \quad (5.6)$$

De zelfinductie  $L_k$  en de mutuele inducties  $M_{kl}$  van de excitatiespoelen  $k = 1 \dots 4$  zijn gekend a.d.h.v. hun geometrieën.  $\underline{V}_k$  is de spanning over excitatiespoel  $k$ . Aangezien alle excitatiespoelen in parallel staan met elkaar en met een condensator (om een parallel resonant circuit te verkrijgen), zijn alle spanningen  $\underline{V}_k$  gelijk.

2. Door de gemeten  $r$ - en  $z$ -componenten van de magnetische inductie te fitten met een kleinste kwadratenmethode in elk van de 36 meetpunten. De punten — getoond in figuur 5.34a — liggen in een horizontaal vlak door de axisymmetrie-as en hebben coördinaten in het bereik  $0,5 \text{ m} < r < 1,5 \text{ m}$  en  $-1,5 \text{ m} < z < 1,5 \text{ m}$ . Met deze methode bekomt men spanningen  $\underline{V}_k$  die niet exact gelijk zijn.



Figuur 5.35. Gemiddelde magnetische inductie voor verschillende afschermingssituaties (a) op de cilinder  $r = 0,5$  m, (b) op de cilinder  $r = 1,0$  m en (c) op de cilinder  $r = 1,5$  m

Om de stromen te berekenen in de simulatie werd methode twee gebruikt. Wanneer de via methode twee gevonden stromen in (5.6) van methode één worden gesubstitueerd, wijken de via methode twee berekende spanningen van spoelen 1 en 3 in figuur 5.33 minder dan 5% af van de gemiddelde spanning  $0,25 \sum_{k=1}^4 |V_k|$ . De spanningen in spoelen 3 en 4 wijken ongeveer 15% af.

In tabel 5.8 is de gemiddelde en maximale magnetische inductie in het doelgebied gegeven, alsook het berekende geïnduceerde vermogen in het werkstuk  $P_w$ . Het laatste is 320,4 kW en kan gebruikt worden om de indirect geïdentificeerde stromen te verifiëren: het berekende geïnduceerde vermogen is 7% lager dan het totaal gemeten vermogen van 346 kW. Van dit laatste moeten echter nog de (onbekende) verliezen in toevoerkabels, excitatiespoel en condensatoren worden afgetrokken.

Bij 6,6 kHz is  $B_{\text{gem}}$  gelijk aan  $26,66 \mu\text{T}$  zonder schermen. De maximale  $B$  is  $200,7 \mu\text{T}$ .

Tabel 5.8. Voor verschillende afschermingen van de inductieverhitter voor staaldraad: gemiddelde magnetische inductie  $B_{\text{gem}}$ , afschermingsfactor  $|s_{\text{gem}}|$  (in decibel) en maximale magnetische inductie  $B_{\text{max}} = \max(|\mathbf{B}|)$  in het doelgebied, geïnduceerd vermogen in het werkstuk  $P_w$  en in het passief en actief scherm  $P_{\text{tot}} = P_p + P_a$ , gewichtsfactoren in (3.6). Factor  $w_5$  is nul. Bij de passieve schermen is tussen haakjes de lengte gegeven in meter. Bij de actieve schermen is het aantal compensatiespoelen gegeven. Het ferrietscherm is geplaatst op 0,15 m straal en is 10 mm dik; het koperen en stalen scherm zijn geplaatst op 0,20 m straal en zijn 1 mm dik

Schermen		Geoptimaliseerde waarden					Gewichtsfactoren			
Passief	Actief # sp.	$B_{\text{gem}}$ [ $\mu\text{T}$ ]	$ s_{\text{gem}} $ [dB]	$B_{\text{max}}$ [ $\mu\text{T}$ ]	$P_w$ [kW]	$P_{\text{tot}}$ [W]	$w_1$	$w_2$	$w_3$	$w_4$
-	-	26,66	-	200,7	320,4	-	-	-	-	-
Ferriet (3)	-	1,994	-22,5	17,75	322,9	0	-	-	-	-
Staal (3)	-	1,018	-28,4	8,041	307,7	5086	-	-	-	-
Cu (3)	-	0,183	-43,3	2,139	307,4	117,8	-	-	-	-
-	2×3	16,82	-4,0	160,5	308,3	362,3	10 <sup>9</sup>	0	0	0
Ferriet (3)	2×3	0,826	-30,2	5,545	324,1	19,90	10 <sup>9</sup>	0	1,02	0,05
Ferriet (3)	2×3	1,303	-26,2	9,923	324,2	0,337	10 <sup>9</sup>	0	70	0,5
Cu (1,5)	2×3	9,646	-8,8	108,9	316,4	240,4	10 <sup>9</sup>	0,2	5,8	0,03

### 5.7.2 Passief scherm

We voegen het geoptimaliseerd **scherm in ferriet** toe met een lengte van 3 m, een dikte van 10 mm en een radiale positie van 0,15 m. Het wordt gemodelleerd met  $\sigma = 0$  S/m en  $\mu_r = 2000$ . In figuur 5.34 en figuur 5.35 wordt duidelijk dat de curve meer dan tien maal lager is dan de curve voor de niet-afgeschermd inductieverhitter.  $B_{\text{gem}}$  is 1,99  $\mu\text{T}$  (22,5 dB reductie). Tabel 5.8 toont dat de maximale magnetische inductie 17,75  $\mu\text{T}$  is, wat betekent dat het hele doelgebied aan de norm van 30,7  $\mu\text{T}$  voldoet. Merk op dat, wanneer de amplitude van de excitatiestromen constant wordt gehouden,  $P_w$  stijgt door een ferrietscherm toe te voegen. Het ferriet veroorzaakt dit positief effect door een terugkeerp pad met lage reluctantie aan te bieden zodat de zelfinductie van de excitatiespoelen stijgt en dezelfde  $P_w$  met minder excitatiestroom kan verwezenlijkt worden.

Simulaties met een **koperen en stalen scherm** resulteren in een reductie van  $B_{\text{gem}}$  van respectievelijk 43 dB en 28 dB, wat zeker in het geval van het koperen scherm veel meer is dan met het scherm in ferriet (22 dB). Een actief scherm wordt hierdoor overbodig. De dikte van de schermen is 1 mm, hun geleidbaarheden  $\sigma_{\text{Cu}}$  en  $\sigma_{\text{Fe}}$  zijn  $5,25 \cdot 10^7$  S/m (koper) respectievelijk  $5,9 \cdot 10^6$  S/m (staal). Hun relatieve permeabiliteit bedraagt 1 (koper) en 372 (staal) — dezelfde als in tabel 5.5. De wervelstroomverliezen zijn niet verwaarloosbaar zoals in het ferrietscherm met zeer lage geleidbaarheid. In het koperen scherm is de dissipatie 117,8 W, wat

laag is vergeleken met het vermogen in het werkstuk  $P_w$  dat 307 kW is. In het stalen scherm zijn de verliezen zeer hoog (5086 W), hoewel  $B_{gem}$  niet uitzonderlijk laag is. Het scherm op  $r = 0,25$  m straal plaatsen reduceert de verliezen tot 2478 W, terwijl  $B_{gem}$  ongeveer gelijk blijft. Vermindert men de lengte van het koperen scherm in  $z$ -richting van 3 m tot 2,7 m, dan stijgt  $B_{gem}$  met bijna een factor 7: het scherm moet dus minstens even lang zijn als de inductieverhitter zelf om goede afscherming te krijgen. Tenslotte toont tabel 5.8 dat beide schermen het opwarmingsproces enigszins storen: in tegenstelling tot de verhoogde  $P_w$  bij het ferrietscherm, veroorzaken het stalen en het koperen scherm een daling van  $P_w$  met 4%, wat echter aanvaardbaar is.

Voor de beschouwde excitatiefrequentie is het besluit dat de inductieverhitter kan afgeschermd worden door een 3 m lang passief scherm in ferriet of in koper. Staal brengt onaanvaardbare verliezen met zich mee.

### 5.7.3 Actief scherm

Het actief scherm bestaat uit  $2 \times 3$  compensatiespoelen, symmetrisch ten opzichte van het vlak  $z = 0$ , waarvan de  $r$ - en  $z$ -coördinaten worden geoptimaliseerd. Uit figuur 5.34 blijkt dat het veld van de inductieverhitter niet volledig symmetrisch is ten opzichte van het  $z = 0$ -vlak omdat de vier excitatiespoelen verschillende geometrieën en stromen hebben. Om het aantal onbekenden te beperken werd het actief scherm evenwel toch symmetrisch gekozen. De optimale spoelcoördinaten voor het actief scherm zijn in mm:  $(220, \pm 1410)$ ,  $(280, \pm 1030)$  en  $(420, \pm 2000)$ ; de windingsaantallen zijn respectievelijk -38, -40 en -5, waarbij een negatief aantal windingen opnieuw betekent dat de spoelen de tegengestelde wikkelzin hebben van de excitatiespoel. Zonder passief scherm is het actief scherm niet erg effectief in het reduceren van het magnetisch veld. Tabel 5.8 toont dat  $B_{gem}$  met slechts 37% wordt verminderd hoewel de dissipatie in het actief scherm en de beïnvloeding van het opwarmingsproces niet afgestraft waren in de kostenfunctie (3.6):  $w_3 = w_4 = 0$ .

Er zijn onvoldoende compensatiespoelen om het magnetisch veld langs de bijna 3 m lange inductieverhitter af te schermen. Meer spoelen toevoegen maakt het actief scherm moeilijker om te optimaliseren en duurder om te realiseren.

De elektromagnetische verliezen in het actief scherm met compensatiestroom  $\underline{I}_L$  worden berekend door:

$$P_a = \frac{1}{2\sigma_{Cu}} \sum_{k=1}^N |t_k| \frac{l_{c,k}}{S_c} |\underline{I}_L|^2 = \frac{R_{Cu}}{2} \cdot |\underline{I}_L|^2 \quad (5.7)$$

waarin  $S$  de draadsectie,  $t_k$  het aantal windingen en  $l_{c,k}$  de lengte per winding van compensatiespoel  $k$ . Er wordt opgemerkt dat de grootte van een fasor een

amplitude-waarde weergeeft en geen effectiefwaarde. Met een totale draadweerstand van de  $2 \times 3$  compensatiespoelen  $R_{Cu} = 5,89 \Omega$  (bij koperdraad met 1 mm diameter) en een optimale compensatiestroom  $I_L^* = 10,49 - 3,60j$  A, geeft (5.7) aanleiding tot een actief vermogen  $P_a$  van 362,3 W — een nogal hoge waarde door de hoge compensatiestroom. De excitatiestroom is als referentie genomen om de fasehoek te definiëren. Het actief scherm met  $2 \times 3$  spoelen heeft een hoge  $P_a$  maar is toch niet in staat om het magnetisch veld effectief te verminderen aangezien  $B_{gem}$  slechts met 37% daalt.

#### 5.7.4 Passief en actief scherm

Het ontwerp van een gecombineerd passief scherm in ferriet en een actief scherm met  $2 \times 3$  compensatiespoelen vereist de optimalisatie van acht geometrische variabelen: drie  $r$ - en drie  $z$ -coördinaten van de compensatiespoelen, en de  $r$ -positie en lengte in  $z$ -richting van het passief scherm. Naast deze geometrische grootheden moeten ook de compensatiestroom en de aantallen windingen worden geoptimaliseerd.

Voor de **keuze van de gewichtsfactoren** kan men als volgt te werk gaan. Vóór de eigenlijke optimalisatie voert men een aantal “trial and error” EE-berekeningen uit die de inductieverhitter beschrijven met een toevallig gekozen scherm. Deze berekeningen geven een ruwe indicatie van de invloed van een verandering in de schermgeometrie op de veldreductie, de verliezen en de verstoring van het proces. Gebaseerd op deze informatie kunnen de gewichtsfactoren geschat worden zodat alle termen in de kostenfunctie ongeveer dezelfde bijdrage leveren. Vervolgens kunnen de relatieve waarden van de gewichtsfactoren worden veranderd om een scherm met de gewenste eigenschappen te krijgen. Aangezien veldreductie het hoofddoel is van het scherm, is het best de term  $B_{gem}$  zwaarder te laten doorwegen in de kost. Indien bijvoorbeeld hoge verliezen in het passief scherm aanvaardbaar zijn, mogen de overeenkomstige factoren verlaagd worden. De keuze  $w_2 = w_3 = w_4 = 0$  is echter niet aanbevolen omdat ze kan resulteren in zinloze oplossingen zoals een scherm dat meer energie dissipeert dan het werkstuk.

Eerst beschouwen we **lage gewichtsfactoren**  $w_3$  en  $w_4$  in (3.6) bij de optimalisatie van een actief scherm in combinatie met het 10 mm dik scherm in ferriet. De eerste gewichtsfactor horende bij  $B_{gem}$  wordt niet gewijzigd en  $w_2 = w_5 = 0$ .

Vergeleken met het niet afgeschermd geval zorgen beide schermen voor een veldreductie van 30 dB. Het ferrietscherm werd gekozen op  $r = 0,15$  m — de minimale afstand tot de inductieverhitter die het optimalisatie-algoritme kon kiezen<sup>10</sup> – en

<sup>10</sup>Wanneer men een passief scherm korter bij de inductieverhitter plaatst, stijgen zowel de veldreductie in het doelgebied als de verliezen in het materiaal. Aangezien de verliezen in het ferriet verwaarloosd worden, kan het optimalisatie-algoritme het scherm op minimale afstand kiezen zon-

met een lengte van 3 m: iets langer dan de inductieverhitter zelf (2,8 m). De norm [2004/40/EC] van  $30,7 \mu\text{T}$  voor beroepsmatige blootstelling is nergens overschreden in het doelgebied. De magnetische inductie voldoet zelfs aan de ICNIRP-norm voor publieke blootstelling, die  $6,25 \mu\text{T}$  bedraagt voor de beschouwde frequentie. Figuur 5.34 toont dat er in het  $z = 0$  vlak weinig extra afscherming is door het actief scherm, maar figuur 5.35 toont dat het actief scherm vooral effectief is aan de randen van het doelgebied. Het vermogen  $P_w$  is hoger dan in het geval zonder schermen, te wijten aan het gemakkelijke terugkeerpad dat het ferrietscherm aanbiedt. Indien men wikkelt met koperdraad van 1 mm diameter worden de verliezen in het actief scherm  $19,90 \text{ W}$  – veel lager dan in vorige paragraaf 5.7.3 omwille van de lage  $\underline{I}_L$ . Voor de volledigheid worden de vijf termen in de kost (3.6) gegeven:  $w_1 B_{\text{gem}} = 826$ ;  $w_2 P_p = 0$ ;  $w_3 P_a = 20,3$ ;  $w_4 (P_{w0} - P_w) = -183,1$  en  $w_5 = 0$ . Aangezien de conductiviteit van het ferriet als nul werd gemodelleerd en magnetische verliezen verwaarloosd zijn, is  $P_p$  nul. Bijgevolg is de keuze van  $w_2$  niet relevant. De vierde term is negatief aangezien een stijging van  $P_w$  als voordelig wordt aanzien.

Ten tweede optimaliseren we het zelfde actieve en passieve scherm, maar met **hoge gewichtsfactoren**  $w_3$  en  $w_4$ . De veldreductie is slechter (26 dB), maar de compensatiestroom van  $-0,446 + 0,155j \text{ A}$  is zeer klein. Daardoor zijn de verliezen in het actief scherm zo goed als verwaarloosbaar (minder dan 1 W) hoewel  $B_{\text{gem}}$  veel lager is dan met enkel het ferrietscherm.

Bij **verzadiging** van het ferriet is het niet toegelaten de verliezen te verwaarlozen en de permeabiliteit als constant te modelleren. De maximale inductie in het 10 mm dikke ferrietscherm is volgens de EE-berekeningen 39 mT. Aangezien  $B$  in het ferriet ver onder de verzadigingsdrempel van typisch 0,3 T is, kan het scherm dunner gekozen worden, of — indien de inductieverhitter slechts langs één kant toegankelijk is — kan het scherm gebouwd worden langs slechts die ene zijde. De laatste mogelijkheid werd echter niet verder geanalyseerd.

Om de elektromagnetische verliezen van het koperscherm te beperken en niettemin voordeel te halen uit de uitstekende afschermende eigenschappen, kan men denken aan een **korter passief scherm** in combinatie met een actief scherm. Tabel 5.8 toont de resultaten voor een koperscherm met lengte in de  $z$ -richting gedwongen op 1,5 m. Door de radiale positie op de maximale 0,3 m te kiezen probeert het optimalisatie-algoritme de verliezen in het passief scherm te beperken. De verliezen in het actief scherm zijn nochtans hoog. Bovendien blijft  $B_{\text{gem}}$  met  $9,646 \mu\text{T}$  hoog en de maximale  $B$  is ver boven de Europese limiet. Het actief scherm consumeert een groot vermogen, maar is niet in staat het magnetisch veld deftig te verminderen. Een voordeel van het kleine koperen scherm is dat de invloed op  $P_w$  klein is. Deze schermconfiguratie toont opnieuw de conclusie van paragraaf 5.7.3: een actief scherm met  $2 \times 3$  spoelen is niet in staat de beschouwde

---

der de hoge kost verbonden aan de verliezen.

inductieverhitter goed af te schermen zonder een lang passief scherm.

## 5.8 Genererende compensatiewikkeling voor een axisymmetrische inductieverhitter voor wielen (EEM-GA)

We beschouwen opnieuw de inductieverhitter voor wielen van figuur 5.25. De genererende compensatiewikkeling is een wikkeling die rond de inductieverhitter wordt geplaatst en die daar het veld vermindert door geïnduceerde stromen als gevolg van de door het veld geïnduceerde spanning. Deze geïnduceerde spanning en stroom worden gebruikt om het actief scherm te voeden (figuur 3.14b). Dit actief scherm vermindert het spreidingsveld een tweede maal. De gcw is uitgevoerd als een wikkeling die niet is kortgesloten maar belast met een elektrisch circuit dat de actieve afscherming voedt. De resultaten van de optimalisaties, die werden uitgevoerd gebruik makend van de eindige-elementenmethode en een genetisch algoritme, zijn eveneens besproken in [Sergeant2005a].

### 5.8.1 Simulatie

Het actief scherm bestaat uit vijf compensatiespoelen waarvan de vijfde kort bij de gcw is geplaatst. Opnieuw bevinden de details zich in paragraaf C.3 van bijlage C.

In een eerste optimalisatie (afscherming 10 in tabellen 5.7 en C.4) werden alle gewichtsfactoren laag gekozen behalve  $w_1$  en  $w_7$  die steeds hoog moet zijn zoals uitgelegd in paragraaf 3.8. Er wordt opgemerkt dat de uitdrukking voor de kost nu (3.13) voor gcw is en niet (3.6) voor conventionele actieve en passieve schermen. Het resultaat van de optimalisatie is een actief scherm dat  $B$  maximaal reduceert (33 dB) in het doelgebied. Niettemin is deze oplossing niet aanvaardbaar omdat de gcw teveel vermogen  $P_p$  verbruikt, namelijk 22% van het vermogen in het werkstuk. Bovendien beïnvloeden de gcw en het actief scherm het opwarmingsproces in te grote mate, aangezien  $P_w$  veel lager is dan bij de niet-afgeschermd inductieverhitter. Het vermogen in het actief scherm  $P_a$  is tussen haakjes gezet in tabel 5.7 omdat het reeds in rekening gebracht is bij het vermogen  $P_p$  in het passief scherm. De totale dissipatie is immers  $P_p$  en niet  $P_a + P_p$  zoals bij het klassieke passief en actief scherm. Ondanks de zeer lage  $B_{\text{gem}}$  toont de optimalisatie GCW1 dat een goede keuze van de gewichtsfactoren essentieel is om een geschikte oplossing te bekomen.

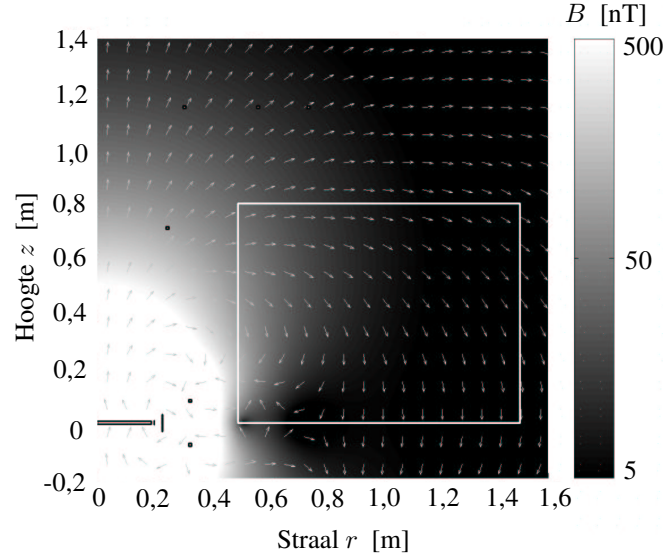
Voor de tweede combinatie gcw en actief scherm wordt afscherming 11 beschouwd in tabellen 5.7 en C.4. Gewichtsfactor  $w_1$  is niet gewijzigd. De factoren  $w_4$ ,  $w_6$  en  $w_7$  hebben “normale” waarden terwijl  $w_3$  uitzonderlijk hoog is. Het hoge gewicht voor de exploitatiekost bevordert een zuinige gcw. Tabel 5.7 geeft

inderdaad aan dat het verbruikte vermogen  $P_p$  slechts 7,1 mW bedraagt. Uiteraard is de resterende magnetische inductie ook hoger dan in het geval van GCW1: 27,7 nT. Met een gemiddelde reductie van 20 dB is het scherm echter nog steeds efficiënt. Het gevolg van de lage  $P_p$  is dat de invloed op het opwarmingsproces slechts 4% is, hoewel de corresponderende factor  $w_4$  niet zeer hoog was. Dat  $P_a$  dezelfde grootte-orde heeft als  $P_p$  is te wijten aan de factor  $w_8$ , die het verspilld vermogen beperkt. Merk op dat de eis voor een laag gedissipeerd vermogen in het scherm het GA heeft overtuigd de gcw te kiezen op een positie eerder ver van de excitatiespoel (op straal 0,31 m). Op deze positie is het maximaal geïnduceerd vermogen laag. Belangrijk is op te merken dat voor de beschouwde geometrie, het *maximaal* geïnduceerd vermogen veel groter is dan het *nodig* vermogen om het actief scherm efficiënt te maken.

Voor de laatste gcw optimalisatie (afscherming 12 in tabellen 5.7 en C.4) werd  $w_9$  gelijk gekozen aan drie, terwijl  $w_9$  bij vorige optimalisaties nul was. Deze gewichtsfactor zorgt voor een reductie van de kost wanneer een spoel nul windingen heeft. Dit betekent dat de spoel niet gebouwd moet worden. Elke spoel met nul windingen verlaagt de kost (3.13) wat het optimalisatie-algoritme aanzet om te zorgen voor een groot aantal compensatiespoelen met nul windingen. Het optimale scherm van GCW3 kiest vier spoelen met nul windingen en heeft nog slechts 1 spoel over, kort bij de gcw. De resterende  $B_{gem}$  is toch slechts 13,3 nT – een reductie met 27 dB – waarmee GCW3 een performantie heeft tussen GCW1 en GCW2 in. De 8,4% warmtereductie in het werkstuk is aanvaardbaar. Het vermogen  $P_p$  is gelijkaardig aan dat voor een klassiek passief scherm in staal en hoger dan in een klassiek scherm in koper. Nochtans wordt opgemerkt dat dit vermogen niet wordt gedissipeerd zoals in het passief scherm. 87% van het vermogen wordt doorgegeven naar het actief scherm; de rest wordt gedissipeerd in de gcw en in het elektrische circuit. De kost (3.13) bedraagt 39,00 en bestaat uit zeven termen: 13,28 (1.  $B_{gem}$ ); 4,14 (2. Exploitatiekost); 8,44 (3. Invloed op opwarming); 21,08 (4. Circuit componenten); 0 (5. Voldoende vermogen); 4,06 (6. Verspilld vermogen); -12 (7. Spoelen met nul windingen). Een laag gemiddeld veld wordt veroorzaakt doordat de eerste factor relatief hoog is ten opzichte van de andere factoren. De exploitatiekost en de invloed op het opwarmingsproces zijn matig, net als de overeenkomstige kostbijdragen. Door de hoge zesde bijdrage heeft  $P_a$  dezelfde grootte-orde als  $P_p$ . Uiteindelijk legt de hoge negatieve waarde van term zeven uit waarom zoveel spoelen nul windingen hebben gekregen. Het veldbeeld horend bij deze optimalisatie is getoond in figuur 5.36.

Voor de afschermingssituaties met gcw kunnen we besluiten dat de performantie gelijkaardig is aan klassieke passieve en actieve schermen. Niettemin hebben deze laatste meer compensatiespoelen op grotere afstand van de inductieverhitter, en hebben ze een extra regelaar en voeding nodig voor het actief scherm.



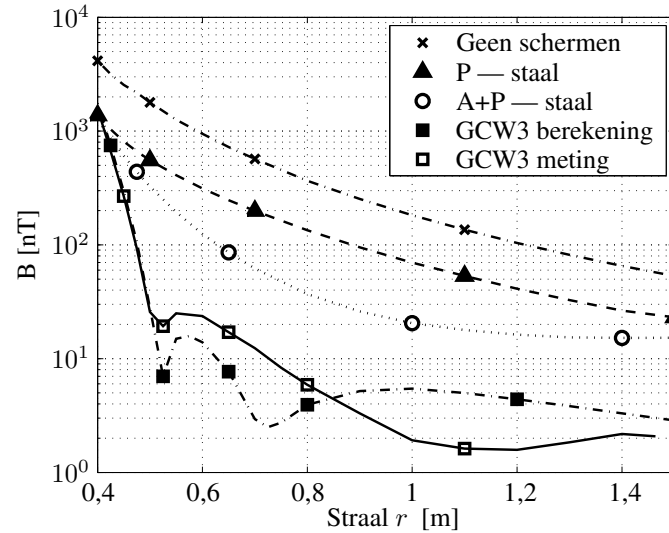


Figuur 5.36. Veldverdeling van de axisymmetrische inductieverhitter met gcw en  $2 \times 5$  compensatiespoelen waarvan echter enkel de twee spoelen dichtst bij de gcw stroom voeren

### 5.8.2 Experimentele verificatie van het numeriek model

Om het numeriek model te evalueren worden simulatieresultaten vergeleken met metingen op de experimentele testopstelling van de inductieverhitter voor wielen. De gcw en de compensatiespoelen hebben posities die terug te vinden zijn in tabel C.4 voor GCW3. In plaats van  $2 \times 5$  compensatiespoelen — vijf boven het symmetrievlak  $z = 0$  en vijf eronder — zijn slechts twee compensatiespoelen geplaatst kort bij de gcw, aangezien de andere 0 windingen hebben.

Figuur 5.37 vergelijkt de metingen op de experimentele opstelling van de inductieverhitter met de numerieke resultaten door de magnetische inductie in het  $z = 0$ -vlak te tonen voor GCW3. Drie curves van figuur 5.32 voor de optimalisatie van dezelfde inductieverhitter met GA [Sergeant2003a] worden toegevoegd als referentie: de onafgeschermd inductieverhitter, de inductieverhitter met passief scherm en de inductieverhitter met passief en actief scherm. De correlatie tussen de gemeten en gesimuleerde magnetische inductie van GCW3 is goed. GCW3 vermindert het veld effectief ondanks het lager aantal spoelen. De berekende waarden van enkele componenten in het circuit van figuur 3.18a, alsook de last- en gcw-stromen, spanningen en vermogens, worden vergeleken met de experimenteel gebruikte in tabel 5.9.



Figuur 5.37. Vergelijking van gesimuleerde en experimentele resultaten voor GCW3 in het vlak  $z = 0$  bij 1 kHz

Tabel 5.9. Berekende en experimentele waarden voor GCW3: de componenten in het passief netwerk; spanning, stroom en vermogen in de gcw en in de actief scherm-belasting bij 1 kHz

Grootheid	Berekende waarde	Experimentele waarde
$R_L$	1,9 $\Omega$	1,9 $\Omega$
$L_L$	1,7 mH	1,6 mH
$C$	26,2 $\mu\text{F}$	29,4 $\mu\text{F}$
$Z_{\text{ser}}$	0,08 + 5,3j $\Omega$	1+6,3j $\Omega$
$Z_{\text{par}}$	50,1 + 39,7j $\Omega$	82 $\Omega$
$V_{\text{gcw}}$	$0,78 \cdot e^{-101^\circ\text{j}}$ V	$0,85 \cdot e^{-101^\circ\text{j}}$ V
$I_{\text{gcw}}$	$75,6 \cdot e^{-140^\circ\text{j}}$ mA	$78 \cdot e^{-135^\circ\text{j}}$ mA
$S_{\text{gcw}}$	23,13 + 18,32j mVA	27,5 + 18,5j mVA
$t_{\text{gcw}}$	16	20
$V_L$	$0,624 \cdot e^{-126^\circ\text{j}}$ V	$0,621 \cdot e^{-130^\circ\text{j}}$ V
$I_L$	$132,8 \cdot e^{171^\circ\text{j}}$ mA	$134 \cdot e^{170^\circ\text{j}}$ mA
$S_L$	19,2 + 36,7j mVA	19,6 + 37,3j mVA

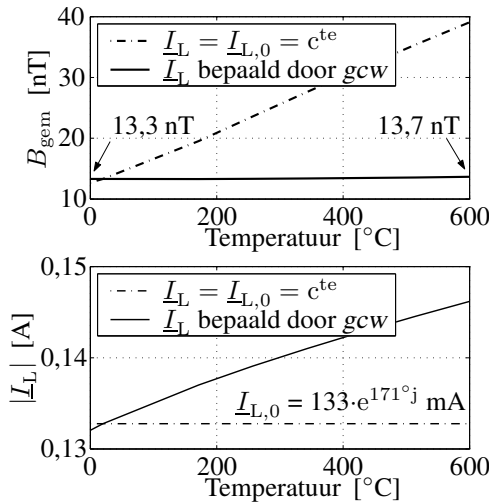
### 5.8.3 Dynamisch gedrag van het scherm

#### De temperatuur van het werkstuk

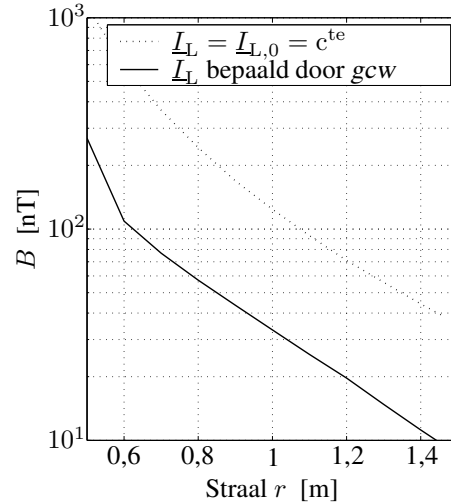
Gedurende de opwarming van het aluminium werkstuk stijgt de temperatuur gaande van 20°C tot een maximum dat 600°C gekozen werd (ongeveer 60°C onder

de smelttemperatuur). Door de temperatuurstijging neemt de geleidbaarheid van het werkstuk af van  $3,7 \cdot 10^7$  S/m tot  $7,1 \cdot 10^6$  S/m. Bijgevolg verandert het magnetisch spreidingsveld. Ook de geïnduceerde spanning in de gcw en de compensatiestroom veranderen gradueel.

Figuur 5.38 toont de gesimuleerde  $B_{\text{gem}}$  in het doelgebied als functie van de temperatuur van het werkstuk. De streeppunt lijn in figuur 5.38 is verkregen door aan te nemen dat de compensatie- en gcw stromen niet veranderen. Dit is het geval met een “excitatiestroom transformator”: een stroomtransformator met een geleider van de excitatiestroom als primaire en de gcw als secundaire wikkeling. Indien zowel de excitatie- als de compensatiestroom een constante amplitude hebben, stijgt de gemiddelde magnetische inductie in het doelgebied ongeveer drie keer. Met de “spreidingsflux transformator” GCW3 (volle lijn in figuur 5.38), stijgt  $B_{\text{gem}}$  nauwelijks van 13,3 nT bij 20°C tot 13,7 nT bij 600°C, omdat ook  $|I_{\text{gcw}}|$  stijgt van 0,133 A tot 0,146 A.



Figuur 5.38. Gedurende de opwarming van het werkstuk neemt  $B_{\text{gem}}$  in het doelgebied sterk toe als  $I_L$  constant gehouden wordt (streeppunt lijn). In de inductieverhitter met gcw is de stijging van  $B_{\text{gem}}$  klein omdat  $I_L$  stijgt (volle lijn)



Figuur 5.39. Gemeten magnetische inductie met kleiner werkstuk (150 mm i.p.v. 191 mm) in het vlak  $z = 0$  bij 1 kHz: puntlijn met vaste berekende stroom  $I_{L,0} = 133 \cdot e^{171^\circ j}$  mA en volle lijn met stroom gekozen door GCW3:  $236 \cdot e^{176^\circ j}$  mA

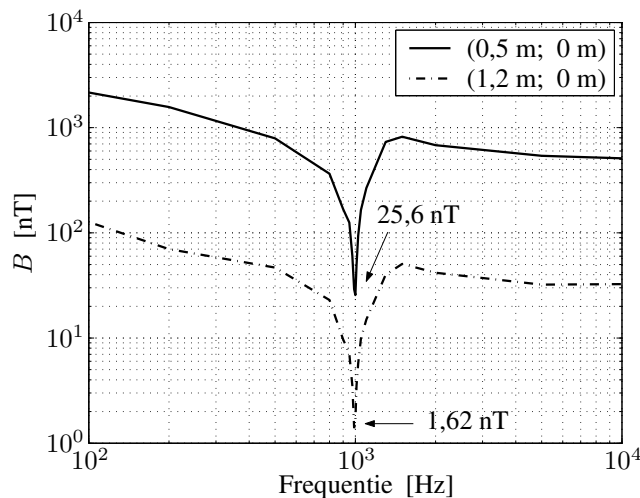
### De afmetingen van het werkstuk

Indien het aluminium werkstuk met straal 191 mm vervangen wordt door een ander werkstuk — bijvoorbeeld een aluminium werkstuk met dezelfde dikte maar

met 150 mm straal (Werkstuk 2 in tabel 5.5) — neemt het magnetisch spreidingsveld rond de inductieverhitter toe. Figuur 5.39 toont de gemeten magnetische inductie in het  $z = 0$  vlak, opnieuw voor GCW3. Met  $\underline{I}_{gcw}$  en  $\underline{I}_{L,0}$  constant is  $B_{gem}$  hoog in het doelgebied.  $\underline{I}_{L,0}$  is gelijk aan  $0,133 \cdot e^{171^\circ j}$  A: de berekende waarde. Met beide  $\underline{I}_{gcw}$  en  $\underline{I}_L$  bepaald door de gcw is de magnetische inductie lager. Het voorgestelde type van afscherming lijkt in staat om de compensatiestroom te “regelen”.

### De excitatiefrequentie

Metingen op de opstelling van GCW3 zijn uitgevoerd voor andere frequenties dan 1 kHz, zonder de layout van de gcw en de actieve afscherming te wijzigen. Figuur 5.40 legt uit dat zelfs een kleine variatie in de frequentie de afschermings-efficiëntie sterk verslecht. Dit is te wijten aan het tweede-orde resonant circuit, waarvan de fasekarakteristiek steil is nabij de resonantiefrequentie. Dit type van afscherming is bijgevolg niet bruikbaar voor inductieverhitters met variërende excitatiefrequentie.



Figuur 5.40. Gemeten frequentiekaracteristiek van de GCW en actieve afscherming in twee sensorposities. Het minimum bij 1 kHz komt overeen met de curve “GCW3” in figuur 5.37

### 5.8.4 Conclusie

Als besluit vergelijken we de gcw-afscherming met klassieke actieve en passieve afscherming, en sommen de voor- en nadelen op:

- + een sterke veldreductie gecombineerd met lage energiedissipatie
- + goedkope en eenvoudig te realiseren constructie die geen convertor, versterker of uitwendige voeding nodig heeft
- + de aanpassing van de compensatiestroom zodat de veldvermindering efficiënt blijft indien het spreidingsveld wijzigt ten gevolge van de veranderingen van de temperatuur of veranderende afmetingen van het werkstuk
- door het resonant circuit werkt de afscherming enkel goed voor de frequentie waarvoor het ontworpen werd
- de afschermingsefficiëntie is zeer gevoelig aan de fijnregeling van de componenten in het circuit van de gcw.

## 5.9 Besluit

De **analytische transmissielijnmethode** voor de afschermingsfactor en de verliezen van niet-lineaire schermen toont aan dat bij linearisatie van een materiaal enige voorzichtigheid geboden is. Kiest men de permeabiliteit gelijk aan deze bij de veldsterkte van het opgedrongen veld, dan wordt de afschermingsfactor  $s$  niet correct berekend. De gemiddelde permeabiliteit in het scherm blijkt immers lager te zijn dan deze bij de invallende veldsterkte. Linearisatie geeft aanvaardbare resultaten als men weet wat de gemiddelde permeabiliteit is in het niet-lineair materiaal.

Spectaculaire veldreductie bij de netfrequentie wordt bekomen met meerlagenschermen. Zeer performant is een “sandwich”-structuur met min of meer even dikke, afwisselende lagen in enerzijds geleidend ferromagnetisch materiaal en anderzijds uitstekend geleidend materiaal. Om de verliezen te beperken is het best een tiental lagen te kiezen waarbij het ferromagnetisch materiaal dichtst bij de bron wordt geplaatst. Bij hogere frequenties en grotere schermen zijn goede elektrische geleiders zoals koper en aluminium te verkiezen boven ferromagnetische, slechter geleidende materialen (zoals staal). Wil men bij hoge frequenties ferromagnetisch afschermen, dan kan dit best met (bijna) niet-geleidend materiaal zoals ferriet.

Bij de studie van **afscherming voor hoogspanningskabels** kan men zich meestal niet beperken tot een 2D model omwille van de eindige lengte van de schermen en de niet perfecte verbindingen tussen verschillende platen die samen het scherm vormen. De bestudeerde toepassing is een open-scherminconfiguratie: platen werden op de grond bovenop de begraven hoogspanningskabels geplaatst en omringen het scherm niet volledig zoals bij een gesloten configuratie. Uit simulatie blijkt hoe belangrijk het is de verschillende platen galvanisch met elkaar te verbinden en de schermen voldoende groot te nemen. Toch is een open-

schermconfiguratie nooit in staat sterke veldreductie te creëren in vergelijking met gesloten configuraties zoals goten of buizen die de kabels omsluiten.

Voor **actieve en passieve afscherming van inductieverhitters** werd zeer veel onderzoek gedaan, zowel qua simulatie als qua metingen op een testopstelling en *in situ*. Naast de veldreductie en de geometrische beperkingen zijn de verliezen in de schermen en de invloed op de werking van de inductieverhitter belangrijke ontwerpcriteria.

De optimalisatie werkt het meest betrouwbaar met genetische algoritmen, maar de rekentijd is zeer hoog voor een globale optimalisatie van passief en actief scherm. Bijkomend voordeel van deze algoritmen is dat niet één maar een hele familie goede afschermingen wordt gepresenteerd, zodat het uiteindelijke optimum eerder te beschouwen is als een *primus inter pares*. De combinatie van actieve en passieve schermen blijkt veel voordelen te hebben omwille van hun complementariteit: een goed ontworpen passief scherm geeft een grove veldreductie op plaatsen met hoge veldsterkte. Het gebruikt hiervoor “goedkope” geïnduceerde stroom waarvan het gewoonlijk beperkte Jouleverlies indirect wordt geleverd door de generator voor de excitatiestroom. Het actief scherm doet de fijn tuning: het reeds verzwakte veld wordt nog veel meer verminderd met een minimum aan stroom, zij het wel “dure” stroom geleverd door een regelaar en externe voeding. De twee schermen samen realiseren vlot 10 maal veldvermindering in het volledige doelgebied.

Met als doel **vergelijking met andere simulaties en experimenten** werd naast het 2D EE model ook een hybride 3D EE-GE model ontwikkeld voor de geometrie van de experimentele opstelling. Het 2D model is snel, maar werkt enkel voor axisymmetrische geometrieën of geometriën in het vlak. Het 3D EE-GE model kan ook meer complexe 3D methoden aan, maar is rekenintensief. Vergelijking van de simulaties met metingen op de testopstelling toont dat beide modellen een gelijkaardige nauwkeurigheid hebben en een goede vertegenwoordiging vormen van de werkelijke inductieverhitter.

Voor de **inductieverhitter voor draad** werd met behulp van de eindigeelementenmethode en genetische algoritmen een actief en passief scherm ontworpen dat het veld in het doelgebied voldoende reduceert zonder buitensporige verliezen en zonder veel beïnvloeding van het opwarmingsproces. Bij de frequentie van 6,6 kHz halen koper en staal een hoge veldreductie — zelfs zonder actief scherm — op voorwaarde dat het scherm minstens even lang is als de inductieverhitter. Gebruikt men ferriet, dan is een actief scherm nuttig om de afschermingsprestaties te verhogen, vooral aan de rand van het doelgebied. Indien wervelstroomverliezen in rekening gebracht worden zijn enkel ferriet en koper aanvaardbare materialen terwijl staal te verwerpen is.

De **transformatorafscherming met genererende compensatiewikkeling** is een buitenbeentje. De grove veldvermindering en de fijn tuning worden hier beide gerealiseerd met “goedkope” geïnduceerde stroom. Het actief scherm wordt immers

gevoed met vermogen dat wordt gerecupereerd van het passief scherm, *in casu* de primaire van de transformator. Deze afscherming kan dan ook goede veldreductie combineren met lage constructiekost en grote zuinigheid bij de exploitatie. Ook is de regeling onafhankelijk van de temperatuur of de afmetingen van het werkstuk. Tegenover deze voordelen staat de complexiteit van de berekening, de tijd voor het nauwkeurig afregelen van het elektronisch circuit en vooral de gevoeligheid aan frequentieveranderingen: de afscherming werkt slechts bij één frequentie.





## Hoofdstuk 6

# Slotbeschouwingen en verder onderzoek

Het laatste hoofdstuk vat de belangrijkste resultaten uit het proefschrift kort samen. De nadruk ligt hierbij op originele aspecten en nieuwe realisaties. Verder worden mogelijkheden gesuggereerd om het gevoerde onderzoek voort te zetten en uit te breiden.

### 6.1 Besluiten

Magnetische afscherming van elektrische installaties is een mogelijke oplossing voor problemen in verband met elektromagnetische interferentie tussen toestellen. Ook kan afscherming voor de nodige veldreductie zorgen om te voldoen aan de limieten voor magnetisch veld die de wetgever heeft uitgevaardigd. Magnetische veldmetingen tonen immers aan dat sommige elektrische installaties de huidige normen overschrijden.

Het verminderen van een magnetisch veld in een vooraf gedefinieerd doelgebied kan op twee manieren: via fluxaftakking of via elektrische stromen. Bij afscherming via fluxaftakking wordt de flux geconcentreerd in ferromagnetische materialen, waardoor de magnetische inductie kan verminderd worden in een beperkt gebied in de buurt van deze materialen. Bij afscherming via elektrische stromen geschiedt de veldvermindering doordat de stromen een magnetisch veld opwekken dat het oorspronkelijke veld min of meer tegenwerkt. Hierbij maakt men onderscheid tussen enerzijds stromen die door een externe bron worden opgedrongen in een aantal compensatiespoelen — de actieve afscherming — en anderzijds stromen die worden geïnduceerd in elektrisch geleidende materialen — de passieve

afscherming.

Het hoofddoel van een magnetische afscherming is het bekomen van de vereiste veldverzwakking in het doelgebied. Een goede actieve en/of passieve afscherming voor een gegeven afschermingstoepassing moet echter voldoen aan heel wat meer criteria dan veldverzwakking alleen. Allereerst zijn er een aantal geometrische beperkingen op de schermen. Men moet rekening houden met de geometrie en de materiaaleigenschappen van de toepassing die zijn vooropgesteld, en met de geometrie van het doelgebied. Ook moet de toegankelijkheid van het afgeschermd toestel gegarandeerd blijven. Een ander criterium is dat de ontworpen afscherming eenvoudig moet te realiseren zijn en zo weinig mogelijk verliezen dient te hebben. Tenslotte mag er weinig beïnvloeding zijn van de nuttige processen in het afgeschermd toestel. Om al deze — meestal tegenstrijdige — criteria met elkaar te verzoenen in een aanvaardbaar compromis, is een optimalisatie nodig. De optimalisatie bestaat uit een kostenfunctie die gebruik maakt van een model van het af te schermen toestel inclusief schermen, en uit een optimalisatie-algoritme dat de kostenfunctie tracht te minimaliseren. In volgende twee paragrafen worden de beschouwde modellen en optimalisatie-algoritmes samengevat.

De modellen kunnen opgebouwd worden aan de hand van verschillende methodes. De transmissielijnmethode voor passieve schermen beschouwt het scherm als een transmissielijn waarop een invallende elektromagnetische golf deels wordt geabsorbeerd, deels wordt gereflecteerd en deels wordt doorgelaten. Deze methode is beschreven in de literatuur om voor lineaire materialen de afschermingsfactor (de verhouding tussen veldsterkte met scherm tot de veldsterkte zonder scherm) te berekenen. In dit proefschrift wordt een uitbreiding gemaakt zodat de afschermingsfactor benaderend kan berekend worden voor niet-lineaire materialen met hysteresis. Bovendien worden ook uitdrukkingen opgesteld om de verliezen te berekenen.

Een tweede bestudeerd model is een tweedimensionaal tijdsharmonisch eindig-elementenmodel. Een klassiek eindig-elementenmodel heeft echter een zeer fijne vermazing nodig voor het accuraat modelleren van objecten met zeer kleine indringdiepte. Omdat passieve schermen veelal zulke “objecten met kleine indringdiepte” zijn, worden maatregelen bestudeerd en geïmplementeerd om het aantal knooppunten in de vermazing en bijgevolg de benodigde evaluatietijd van het model te verlagen: alle voorwerpen met zeer lage indringdiepte worden weggeknijpt uit het domein en worden in rekening gebracht door impedantie-randvoorwaarden op te dringen aan de rand.

De derde methode is de circuitmethode. Alle objecten worden voorgesteld door een rooster van elektrisch met elkaar verbonden spoelen (in het axisymmetrische geval) of staven (in het algemene 3D geval). Eerst worden de stromen in de staven of spoelen berekend door het oplossen van een elektrisch netwerk. Vervolgens kan het magnetisch veld in een willekeurig punt worden berekend met de wet van Biot-Savart.

Qua optimalisatie-algoritmes worden gradiënt, simplex, genetische algoritmen en space mapping vergeleken. Space mapping combineert twee modellen: een nauwkeurig maar traag model en een snel maar onnauwkeurig model. In het proefschrift maakt het eerste model gebruik van de eindige-elementenmethode. Het tweede model gebruikt de circuitmethode.

Om de actieve afscherming te laten functioneren is een sturing nodig van de compensatiestroom. Bij onverwachte wijzigingen in het magnetisch veld van het af te schermen toestel zou anders de actieve afscherming niet meer naar behoren werken. In het werk worden twee mogelijkheden uitgediept en experimenteel gebouwd om de compensatiestroom ten allen tijde optimaal te regelen. De eerste sturing maakt gebruik van een LabVIEW software-programma, een data-acquisitiekaart en een lineaire versterker. De tweede sturing is een hardware-regelaar met een hakker en een volle brug. De magnetische veldsensoren die de ingangssignalen van de regelaars leveren zijn eveneens ontwikkeld in het kader van dit proefschrift. Voordelen van de software-sturing zijn flexibiliteit en gemakkelijke data-verwerking. Voordelen van de hardware-sturing zijn lage ontwikkelingskosten, hoge bandbreedte en hoog rendement.

Met de transmissielijnmethode zijn in dit werk parameterstudies verricht omtrent de invloed van niet-lineariteit op afscherming en verliezen. Het verwaarlozen van hysteresis van een niet-lineair materiaal in het Rayleigh gebied blijkt hierbij eerder weinig invloed te hebben, maar het lineair veronderstellen van het materiaal levert meestal een vrij grote fout op in de afschermingsfactor. Naarmate het materiaal “meer lineair” wordt gekozen (d.w.z. dat de permeabiliteit minder afhangt van  $H$ ), wordt de afschermingsfactor beter, het wervelstroomverlies hoger en het hysteresisverlies lager. Bij de bestudeerde schermen zijn wervelstroomverliezen dominant tegenover hysteresisverliezen. De afschermingsfactor verbetert eveneens met toenemende frequentie terwijl ook de verliezen verhogen.

Vernieuwend in dit proefschrift is ook de studie van meerlagenschermen opgebouwd uit afwisselende lagen van twee (niet-lineaire) materialen. Voor afwisselende en even dikke lagen staal en aluminium bij een vooropgestelde frequentie van 50 Hz is het optimaal aantal lagen ongeveer tien voor de beschouwde toepassing, en moet de laag dichtst bij de bron in staal zijn om lage verliezen te bekomen. Bij toenemende frequentie blijkt het gunstig een grotere fractie aluminium te voorzien en minder staal.

Afscherming van hoogspanningskabels wordt bestudeerd met de circuitmethode. Platen in geleidend materiaal worden aangebracht boven begraven hoogspanningskabels en de veldreductie wordt bestudeerd in de zone boven de platen. Simulaties tonen aan dat de invloed van de contactweerstand tussen aangrenzende platen groot is. Naburige platen moeten dan ook aan elkaar worden gelast voor goede afscherming. De veldreductie is voor deze “open” schermen echter pover vergeleken bij “gesloten” schermen die de kabels volledig omhullen. Het onderzoek naar hoogspanningskabels is verricht met als doel metingen *in situ* te

verklaren.

Een hybride passieve en actieve afscherming is ontworpen voor twee inductieverhitters: de inductieverhitter voor wielen is als experimentele opstelling gebouwd op ware schaal maar met gereduceerd vermogen. De inductieverhitter voor staal-draad is een industriële inductieverhitter met hoog vermogen. Bijzonder aan het ontwerp is dat zowel de geometrie van het passief scherm, de geometrie van de compensatiespoelen als hun stromen globaal worden geoptimaliseerd. De veldreductie die wordt gehaald met de combinatie van actieve en passieve schermen bedraagt bijna altijd meer dan een factor 10 gemiddeld over het doelgebied. Passieve en actieve afscherming blijken elkaar uitstekend aan te vullen: passieve afscherming zorgt voor een eerste, “grove” veldvermindering die weliswaar niet erg gelijkmatig verdeeld is over het doelgebied; actieve afscherming is nuttig voor de fijnregeling van het overblijvende veld, waarbij dankzij het werk van het passief scherm een kleine compensatiestroom volstaat. Uit praktische overwegingen werden alle compensatiespoelen van de actieve afscherming in serie gezet om slechts één stroom te moeten genereren. Hiervoor werden de aantallen windingen van alle spoelen apart geoptimaliseerd binnen het ontwerp van de hybride afscherming. Dit levert een meer performante afscherming op dan de klassieke aanpak waarbij men eerst onafhankelijke stromen berekent en ze vervolgens in amplitude en fase “afrondt” tot ze kunnen worden geschreven als een geheel aantal keren een gemeenschappelijke stroom.

Misschien de meest vernieuwende realisatie is het “transformator”-scherm. Het gaat om een passieve en actieve afscherming, maar het vermogen van het passief scherm wordt gebruikt om het actief scherm aan te drijven. Het passief scherm is uitgevoerd als een niet-kortgesloten wikkeling — de genererende compensatiewikkeling. Deze wikkeling vormt samen met het af te schermen toestel een transformator die is belast met het actief scherm. Tijdens de optimalisatie wordt ook een elektrisch circuit geoptimaliseerd dat het toegeleverd vermogen van de genererende compensatiewikkeling omzet in de gepaste spanning en stroom voor het actief scherm. Hoewel de optimalisatie merkkelijk ingewikkelder is dan bij een conventioneel actief en passief scherm, wordt een goede veldvermindering gehaald met een scherm dat weinig plaats inneemt, eenvoudig te bouwen is en geen externe voeding nodig heeft.

## 6.2 Mogelijkheden voor verder onderzoek

De volgende lijst bevat een aantal onderwerpen die verder kunnen bestudeerd worden als uitbreiding en uitdieping van dit werk:

- De transmissielijnmethode is in haar huidige vorm enkel bruikbaar voor sinusoidaal opgedrongen magnetisch veld  $\mathbf{H}$ , dat bovendien voldoende zwak

is zodat het passief scherm een werkingstoestand in het Rayleigh gebied heeft. In deze omstandigheden kan de werkelijke hysteresiskromme goed benaderd worden door een ellips. De methode kan uitgebreid worden naar een willekeurig tijdsverloop van  $H$ . Via het Preisach-model kan men dan het tijdsverloop van de magnetische inductie  $B$  bepalen. Vervolgens kan de transmissielijnmethode worden toegepast waarbij meerdere harmonischen worden beschouwd.

Een alternatief is dat men in plaats van een constante permeabiliteit per laag een ideale verzadigingskarakteristiek modelleert die enkel wordt toegepast voor de deellagen in verzadiging.

- Space mapping blijkt een veelbelovend optimalisatie-algoritme te zijn dat zeer snel een optimum kan vinden. Het algoritme staat of valt echter met het opstellen van een goed benaderend model — het ruwe model — dat veel sneller kan geëvalueerd worden dan het oorspronkelijke model. Ook is het belangrijk de afbeelding of mapping-functie te vinden die de variabelen in het oorspronkelijke model relateert aan deze in het benaderend model. Dankzij de winst in rektijd is het mogelijk meer ingewikkelde problemen te optimaliseren. Zo kan men voor een realistische geometrie een afscherming ontwerpen die bestaat uit een actief scherm in combinatie met een passief meerlagenscherm uit niet-lineaire materialen.
- Voor elektrische installaties die volledig driedimensionaal moeten gemodelleerd worden, kan onderzocht worden welke geometrie het passief en het actief scherm moeten hebben. Een voorbeeld van een dergelijke installatie is een inductieverhitter die meerdere parallelle draden verhit.
- De optimalisaties verricht in dit proefschrift veronderstellen allen dat het af te schermen veld bij benadering gekend is. Men kan eveneens afscherming bestuderen voor onbekend veld, zoals het veld van een lift die op onbekende tijdstippen voorbijkomt. Voor de actieve afscherming heeft men dan zeker meer dan één regelcircuit nodig. Men kan denken aan een verzameling actieve schermen met elk één compensatiespoel. Elk actief scherm heeft zijn eigen sturing en tracht het veld door de spoel weg te regelen.
- Wat betreft passieve schermen is er de mogelijkheid andere materialen te bestuderen die potentieel goede materialen zijn voor afscherming, zoals Mumetal, Permalloy, Nanophy, ...



## **Bijlage A**

# **Meting van magnetisch spreidingsveld van inductieverhitters**

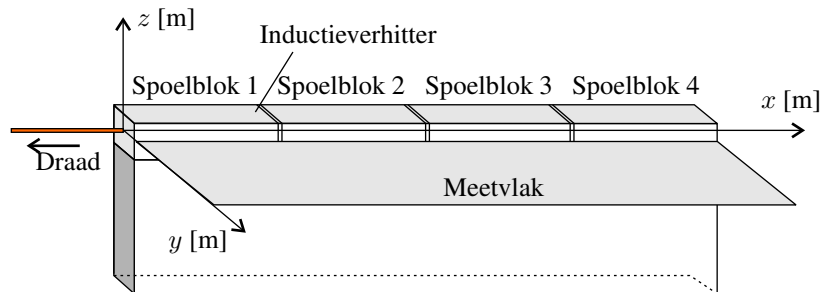
### **A.1 Omschrijving van de meting**

Het magnetisch spreidingsveld van een inductieverhitter voor staaldraad werd in kaart gebracht m.b.v. de sensor beschreven in paragraaf 5.2. De sensor werd verbonden met een oscilloscoop die aantoonde dat het magnetisch veld een nagenoeg zuivere sinusoïde was met frequentie 6,6 kHz. De vermelde metingen zijn uitgevoerd langs de werkHzijde van het toestel en niet langs de zijde waar de convertor staat. Het vermogen van de inductieverhitter bedroeg 346 kW, gemeten door de convertor.

Hoewel de staaldraad een rechthoekige sectie (geschat 20 mm breed en 2 mm dik) heeft, is de inductieverhitter met goede benadering als axisymmetrisch te beschouwen. De inductieverhitter bestaat uit vier excitatiespoel-blokken van 600 mm lang, met tussenruimten van 150 mm, zodat de totale lengte 2,85 m bedraagt. De blokken worden genummerd, startend waar de draad de inductieverhitter uittreedt op hoge temperatuur van 723°C (figuur A.1 en figuur A.2). Metingen bij het eerste spoelblok werden beïnvloed door een naburige inductieverhitter, werkend op 120 kHz. Het verschil in frequentie was echter voldoende om de oscilloscoop behoorlijk te laten triggeren.

## A.2 Meting op inductieverhitter

Rond de vier spoelblokken werd het spreidingsveld gemeten in een horizontaal vlak rond de inductieverhitter, aangeduid in figuur A.1. Aangezien de verhit-ter benaderend axisymmetrisch is, mag men veronderstellen dat in elk vlak door de axisymmetrie-as (zijnde de draad) hetzelfde veldbeeld wordt bekomen. Het referentie-assenstelsel is als volgt: de  $x$ -as loopt axiaal in het midden van de draad, de  $y$ -as vormt met de  $x$ -as een horizontaal vlak. De  $z$ -as is verticaal. De oorsprong is gekozen waar de draad op hoge temperatuur uittreedt.

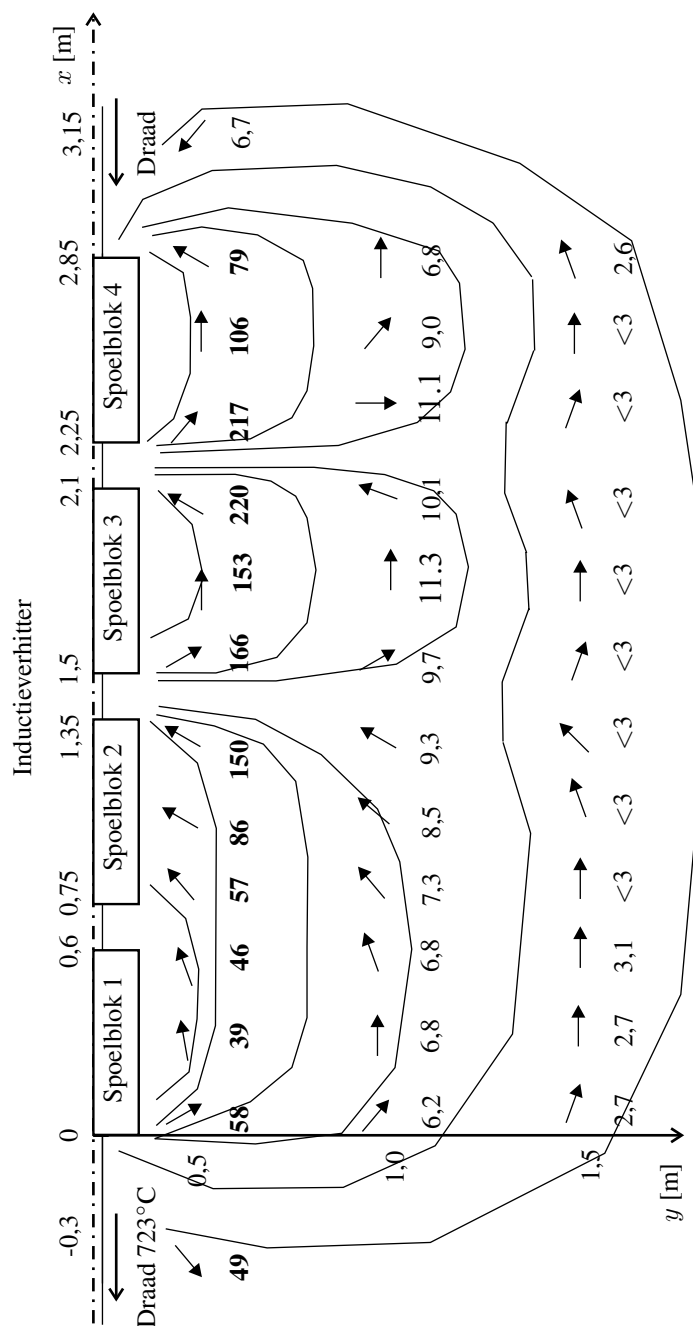


Figuur A.1. Geometrie van de inductieverhitter met illustratie van het gekozen assenstelsel en meetvlak

Figuur A.2 toont de gemeten amplituden van het magnetische veld in het horizontaal meetvlak (het  $xy$ -vlak) aangeduid in figuur A.1, dus in bovenaanzicht. Er werd gemeten op 0,5 m, op 1,0 m en op 1,5 m van de as van het toestel. De bovenvermelde normen bedragen bij 6,6 kHz frequentie  $6,25 \mu\text{T}$  voor publiek ([1999/519/EC]) en  $30,7 \mu\text{T}$  in een werkomgeving ([2004/40/EC]). De waarden in het vet in figuur A.2 zijn boven de norm voor beroepsmatige blootstelling. Bij de metingen op 1,5 m afstand werd het  $B$ -veld verstoord door de aanwezigheid van metalen constructies. Op de figuur is duidelijk waarneembaar dat spoelblokken 3 en 4 een lokaal spreidingsveld hebben tot op grote afstand van de as ( $\geq 1$  m), terwijl blokken 1 en 2 eerder een gezamenlijk veld vertonen: er is geen flux die zich sluit via de ruimte tussen spoelblok 1 en spoelblok 2. Pas op zeer grote afstand treedt een gezamenlijk spreidingsveld op van alle vier de spoelblokken. Aan de randen van spoelblok 3 vindt men zeer grote veldsterkten, die echter snel afnemen met de afstand. Om onder de limietwaarden te blijven, dient men ongeveer 1 meter afstand van de as te houden.

In paragraaf 5.7 worden aan de hand van simulaties de excitatiestromen in de vier spoelblokken geschat en wordt een afscherming ontworpen om deze inductieverhitter aan de normen te laten voldoen.





Figuur A.2. Gemeten magnetische inductie rond de inductieverhitter in het horizontaal meetvlak (bovenaanzicht) in  $\mu\text{T}$  en richting van de  $B$ -vectoren (pijlen); enkele veldlijnen (volle lijnen); assen met schaal in meter. De waarden in het vet overschrijden de norm [2004/40/EC] voor beroepsmatige blootstelling

### **A.3 Conclusie**

Door het aanzienlijke vermogen van de opgemeten inductieverhitters en een eerder slechte inkoppeling van het veld in het werkstuk (oppervlakte spoel is groot t.o.v. oppervlakte draadsectie) ontstaan spreidingsvelden die in een zeer klein gebied rond het toestel de norm [2004/40/EC] voor professionele blootstelling overschrijden. Dit gebied strekt zich uit tot ongeveer 0,5 – 1 m van de kast. Men kan aannemen dat in dit gebied geen mensen gedurende lange tijd (richttijd in de norm is 6 minuten) aanwezig zijn.

## Bijlage B

# Toelichting bij de hardware-regelaar

### B.1 Demodulatie van de golfvorm van de zwakke veldsensor naar een amplitude- en fasefoutsignaal

#### B.1.1 Demodulatie

Deze bijlage vormt een toelichting bij paragraaf 4.3.2. De demodulatie heeft als bedoeling de golfvorm  $B_Z(t)$  van de zwakke veldsensor om te zetten naar een amplitude- en een fasefoutsignaal voor de PI-regelaars. De demodulatie gebeurt door vermenigvuldiging van  $B_Z(t)$  met een “in-fase signaal”  $\cos(\omega t)$  en een “kwadratuur signaal”  $\sin(\omega t)$ .

Er wordt nu aangetoond dat deze vermenigvuldigingen inderdaad aanleiding geven tot signalen die een maat zijn voor de amplitudefout en voor de fasefout. Het signaal van de zwakke veldsensor wordt sinusoidaal verondersteld:

$$B_Z(t) = B_Z \sin(\omega t + \phi_Z). \quad (\text{B.1})$$

We beschouwen verder de fase  $\phi_S$  als de “juiste” fase, dit wil zeggen de fase ten opzichte waarvan de fasefout moet berekend worden. De functies om mee te

vermenigvuldigen zijn bijgevolg  $\cos(\omega t + \phi_S)$  en  $\sin(\omega t + \phi_S)$ . De vermenigvuldigingen leveren de signalen  $\epsilon_a(t)$  en  $\epsilon_f(t)$  op waarvan de gemiddelden (aangeduid met een streep boven het symbool)

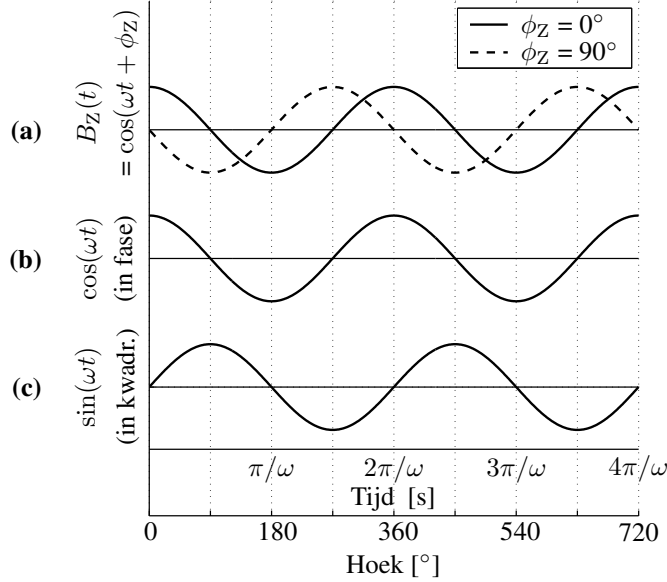
$$\begin{aligned}\bar{\epsilon}_a &= \frac{B_Z}{T} \int_0^T \cos(\omega t + \phi_Z) \cdot \cos(\omega t + \phi_S) dt \\ &= \frac{B_Z}{2} \cos(\phi_Z - \phi_S) \\ \bar{\epsilon}_f &= \frac{B_Z}{T} \int_0^T \cos(\omega t + \phi_Z) \cdot \sin(\omega t + \phi_S) dt \\ &= -\frac{B_Z}{2} \sin(\phi_Z - \phi_S)\end{aligned}\tag{B.2}$$

bedragen. In figuur B.1 is de hoek  $\phi_S$  nul gekozen. Indien de fase juist is (en gelijk aan  $\phi_S = 0$ ) zoals bij het signaal in volle lijn in figuur B.1a, is de hoek  $\phi_Z$  nul en geeft (B.2) als resultaat  $\bar{\epsilon}_a = B_Z/2$  en  $\bar{\epsilon}_f = 0$ . Aangezien er een amplitudedefout is maar geen fasefout, is het amplitudedefoutsignaal terecht verschillend van nul en is het fasefoutsignaal terecht nul. Indien de fase slechts een weinig verkeerd is, geldt benaderd  $\bar{\epsilon}_a \approx B_Z/2$  en  $\bar{\epsilon}_f \approx -\frac{B_Z}{2}(\phi_Z - \phi_S)$ , wat betekent dat het fasefoutsignaal evenredig is met de fasefout zelf. Zowel het amplitude- als het fasefoutsignaal zijn hier dus een goede maatstaf voor de amplitudedefout respectievelijk de fasefout. Indien de fase echter  $90^\circ$  fout is (stippellijn in figuur B.1a), wordt het foutsignaal voor de amplitude  $\bar{\epsilon}_a$  nul, hoewel de amplitude niet nul is. Het foutsignaal voor de fase is nu echter maximaal om aan te geven dat de fasefout groot is. Hier is het amplitudedefoutsignaal geen maat meer voor de amplitudedefout, maar het fasefoutsignaal is wel nog een maat voor de fasefout.

### B.1.2 Toepassing in de hardware regelaar

#### Kwalitatieve omschrijving

Om in de toepassing rond afscherming de demodulatie uit te voeren van  $B_Z(t)$  zijn de  $\cos(\omega t + \phi_S)$  en  $\sin(\omega t + \phi_S)$  signalen uit figuur B.1b en c nodig. Aangezien we de demodulatie zo eenvoudig mogelijk willen uitvoeren, worden aan de hand van drie over  $120^\circ$  verschoven schakelsignalen  $S_{0^\circ}$ ,  $S_{120^\circ}$  en  $S_{240^\circ}$  trapvormige benaderingen gemaakt van de cosinus- en sinus-functies zoals getoond in figuur B.2. We combineren de drie in fase verschoven schakelsignalen, waarbij we een oplossing wensen die niet wordt beïnvloed door eventuele derde harmonischen in  $B_Z(t)$ . In figuur B.2 werd net als in [Coussens1992] gekozen voor de transformatie van Clarke, waarin derde harmonischen geen netto bijdrage leveren aan de foutsignalen  $\bar{\epsilon}_a$  en  $\bar{\epsilon}_f$ .



Figuur B.1. Demodulatie van het signaal  $B_Z(t) = B_Z \cos(\omega t + \phi_Z)$  in (a) door middel van vermenigvuldiging met het signaal  $\cos(\omega t + \phi_S)$  in (b) of  $\sin(\omega t + \phi_S)$  in (c) waarbij  $\phi_S$  nul gesteld is

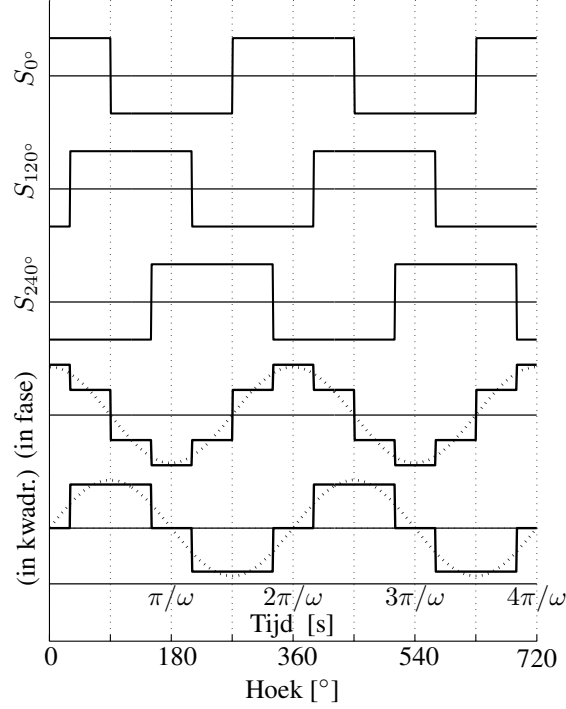
### Wiskundige uitwerking

Om de werking wiskundig te bewijzen moet aangetoond worden dat het gemiddelde van de signalen  $\epsilon_a(t)$  en  $\epsilon_f(t)$  evenredig is met de amplitudedefout respectievelijk de fasefout van de compensatiestroom  $\underline{I}_L$ . Hierbij gaat men uit van het signaal van de zwakke veldsensor dat nog steeds kan geschreven worden als  $B_Z(t) = B_Z \sin(\omega t + \phi_Z)$ . De fase  $\phi_Z$  is uitgedrukt ten opzichte van de excitatiestroom  $\underline{I}_e$ . De regelaar maakt verder gebruik van het signaal  $B_S(t) = B_S \sin(\omega t + \phi_S)$  van de sterke veldsensor, die het veld meet t.g.v. de excitatiestroom  $\underline{I}_e$  op een plaats waar dit veld niet wordt beïnvloed door de actieve afscherming.

De drie schakelsignalen kunnen slechts de waarden 1 of -1 aannemen en worden voorgesteld door

$$\begin{aligned} S_{0^\circ}(t) &= \text{sign}[\sin(\omega t + \phi_S)] \\ S_{120^\circ}(t) &= \text{sign}[\sin(\omega t + \phi_S - 2\pi/3)] \\ S_{240^\circ}(t) &= \text{sign}[\sin(\omega t + \phi_S - 4\pi/3)] \end{aligned} \quad (\text{B.3})$$

Door vermenigvuldiging van  $B_Z(t)$  met  $S_{0^\circ}(t)$ ,  $S_{120^\circ}(t)$  en  $S_{240^\circ}(t)$  worden drie golfvormen  $E_a(t)$ ,  $E_b(t)$  en  $E_c(t)$  gecreëerd. Op deze golfvormen wordt vervol-



Figuur B.2. Het maken van trapvormige benaderingen voor de “in fase” en “kwadratuur” functies  $\cos(\omega t + \phi_S)$  en  $\sin(\omega t + \phi_S)$  (stippellijn) door de gepaste combinatie (via de transformatie van Clarke) van drie schakelsignalen  $S_{0^\circ}$ ,  $S_{120^\circ}$  en  $S_{240^\circ}$

gens de transformatie van Clarke toegepast:

$$\begin{bmatrix} \epsilon_0(t) \\ \epsilon_a(t) \\ \epsilon_f(t) \end{bmatrix} = \frac{1}{3} \begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 \\ 2 & -1 & -1 \\ 0 & \sqrt{3} & -\sqrt{3} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_a(t) \\ E_b(t) \\ E_c(t) \end{bmatrix} \quad (\text{B.4})$$

De homopolaire component  $\epsilon_0(t)$  wordt hier niet gebruikt. Om de berekeningen te vereenvoudigen, worden eerst de gemiddelden (aangeduid door een streep boven het symbool) bepaald van  $E_a(t)$ ,  $E_b(t)$  en  $E_c(t)$ :

$$\begin{aligned} \bar{E}_a &= \frac{1}{T} \int_0^T B_Z \sin(\omega t + \phi_Z) \text{sign}[\sin(\omega t + \phi_S)] dt \\ \bar{E}_b &= \frac{1}{T} \int_0^T B_Z \sin(\omega t + \phi_Z) \text{sign}[\sin(\omega t + \phi_S - 2\pi/3)] dt \\ \bar{E}_c &= \frac{1}{T} \int_0^T B_Z \sin(\omega t + \phi_Z) \text{sign}[\sin(\omega t + \phi_S - 4\pi/3)] dt. \end{aligned}$$

De drie componenten  $\bar{E}_a$ ,  $\bar{E}_b$  en  $\bar{E}_c$  zijn componenten gedemoduleerd met  $120^\circ$  verschoven signalen. We wensen echter een demodulatie met  $90^\circ$  verschoven signalen. Dit kan bereikt worden door de transformatie van Clarke toe te passen op deze drie gemiddelde waarden teneinde de gemiddelde waarden  $\bar{\epsilon}_a$  en  $\bar{\epsilon}_f$  te bepalen:

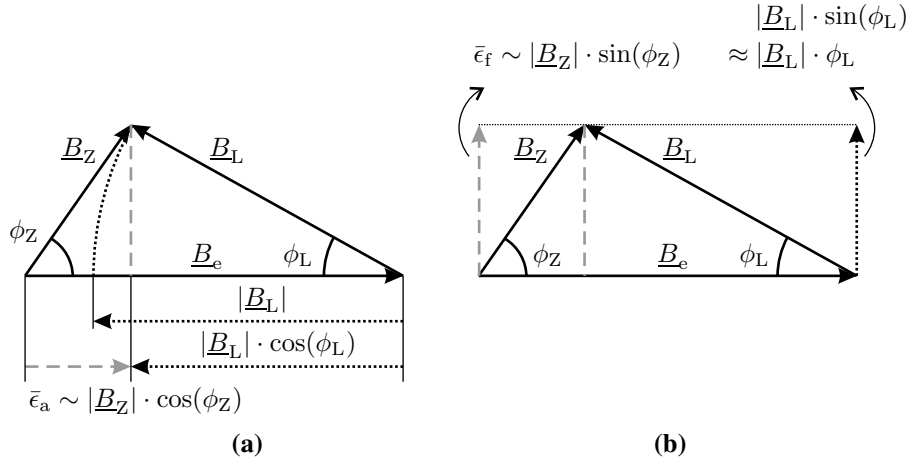
$$\begin{aligned}\bar{\epsilon}_a &= \frac{2}{3}\bar{E}_a - \frac{1}{3}\bar{E}_b - \frac{1}{3}\bar{E}_c \\ &= \frac{B_Z}{3T} \int_0^T B_Z \sin(\omega t + \phi_Z - \phi_S) \\ &\quad \times \{2 \operatorname{sign}[\sin(\omega t)] - \operatorname{sign}[\sin(\omega t - 2\pi/3)] - \operatorname{sign}[\sin(\omega t - 4\pi/3)]\} dt \\ &= \frac{2B_Z}{\pi} \cos(\phi_Z - \phi_S)\end{aligned}\tag{B.5}$$

$$\begin{aligned}\bar{\epsilon}_f &= \frac{\sqrt{3}}{3}\bar{E}_b - \frac{\sqrt{3}}{3}\bar{E}_c \\ &= \frac{\sqrt{3}B_Z}{3T} \int_0^T B_Z \sin(\omega t + \phi_Z - \phi_S) \\ &\quad \times \{\operatorname{sign}[\sin(\omega t - 2\pi/3)] - \operatorname{sign}[\sin(\omega t - 4\pi/3)]\} dt \\ &= -\frac{2B_Z}{\pi} \sin(\phi_Z - \phi_S)\end{aligned}\tag{B.6}$$

Merk de analogie met (B.2). Specifiek toegepast op het probleem van de actieve afscherming toont figuur B.3 waarom  $\bar{\epsilon}_a$  en  $\bar{\epsilon}_f$  een maat zijn voor de fout van de amplitude en de fase van de compensatiestroom (op voorwaarde dat  $\phi_L$  eerder klein is). Er wordt terug overgegaan van de werkelijke tijdsgrootheden naar fasoren. Hierbij wordt de magnetische inductie  $\underline{B}_e$  t.g.v. het excitatieveld als sinusoidaal verondersteld, en worden eventuele harmonischen in het veld  $\underline{B}_L$  van de compensatiestroom verwaarloosd. Voor de eenvoud van de figuur wordt  $\phi_S$  nul gekozen en wordt aangenomen dat de fase van  $\underline{B}_e$  (magnetische inductie t.g.v. de excitatie in het meetpunt van de *zwakke* veldsensor) dezelfde is als de fase  $\phi_S$  van  $\underline{B}_S$  (magnetische inductie t.g.v. het excitatieveld in het meetpunt van de *sterke* veldsensor). Door deze vereenvoudigingen ligt de fasor van het onverstoorde excitatieveld  $\underline{B}_e$  horizontaal.

Aan de hand van figuur B.3a wordt de amplitudedefout bestudeerd. Bij kleine  $\phi_L$  geldt dat de geprojecteerde fasor van het compensatieveld ongeveer even lang is als de fasor zelf:  $|\underline{B}_L| \cdot \cos(\phi_L) \approx |\underline{B}_L|$ . Om het oorspronkelijke excitatieveld  $\underline{B}_e$  volledig te compenseren, moeten de fasoren  $\underline{B}_e$  en  $\underline{B}_L$  dezelfde lengte hebben

(en tegengestelde fase). Om dit te bereiken toont de figuur dat  $|\underline{B}_L| \cdot \cos(\phi_L)$  moet verlengd worden met een bijdrage  $|\underline{B}_Z| \cdot \cos(\phi_Z)$ . Aangezien  $\bar{\epsilon}_a$  van (B.5) hiermee evenredig is, is het een geschikt signaal om de amplitudefout van het compensatieveld en dus ook van de compensatiestroom aan te geven.



Figuur B.3. Fasoren van magnetische inductie  $\underline{B}_e$  t.g.v. de excitatie, magnetische inductie  $\underline{B}_L$  t.g.v. de compensatiestroom  $\underline{I}_L$ , magnetische inductie  $B_Z = \underline{B}_e + \underline{B}_L$  gemeten door de sensor in het zwakke veld. Alle fluxdichtheden zijn beschouwd in het meetpunt van de sensor. Voor kleine  $\phi_Z$  toont (a) dat de gemiddelde amplitudefout  $\bar{\epsilon}_a$  (grijze pijl in stippellijn) voor het compensatieveld  $\underline{B}_L$  evenredig is met  $|\underline{B}_Z|$  en (b) dat de gemiddelde fasefout  $\bar{\epsilon}_f$  voor  $\underline{B}_L$  evenredig is met  $\sin(\phi_Z)$

Analoog toont figuur B.3b dat bij kleine  $\phi_L$  het signaal  $\bar{\epsilon}_f$  een maat is voor de fasefout van de compensatiestroom. De verticale component van het compensatieveld is immers  $|\underline{B}_L| \cdot \sin(\phi_L)$  wat kan benaderd worden door  $|\underline{B}_L| \cdot \phi_L$  bij kleine  $\phi_L$ . Deze fasor is gelijk aan de fasor  $|\underline{B}_Z| \cdot \sin(\phi_Z)$ , en dus ook evenredig met  $\bar{\epsilon}_f$  in (B.6).

Aangezien de geconstrueerde signalen — in het algemeen geval dat  $\phi_S$  verschilt van nul —

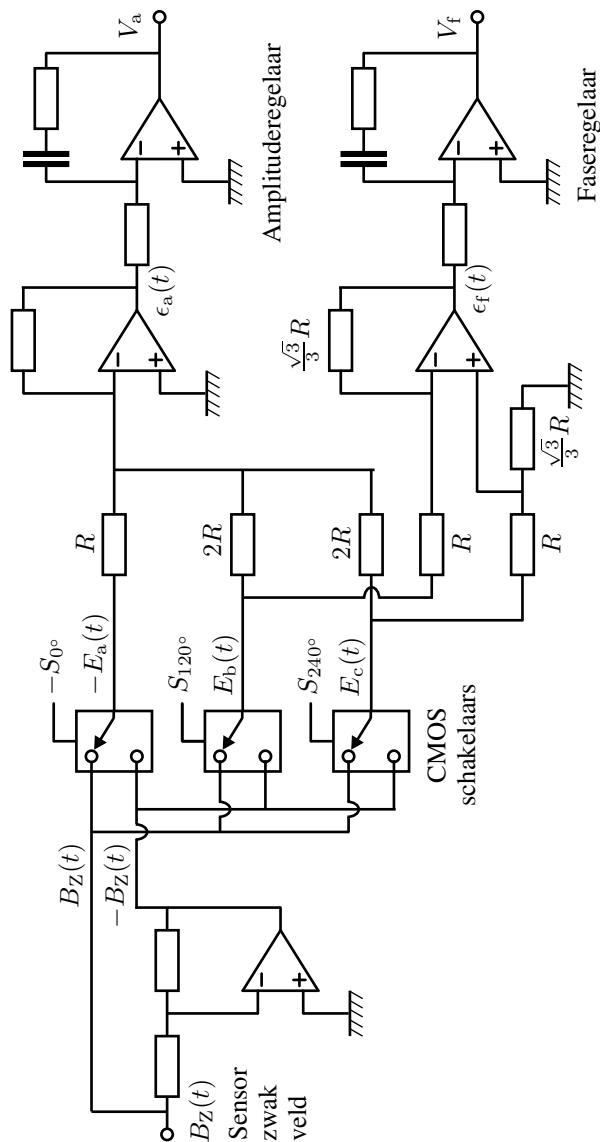
$$\begin{aligned}\bar{\epsilon}_a &\sim |\underline{B}_Z| \cdot \cos(\phi_Z - \phi_S) \approx |\underline{B}_S| - |\underline{B}_L| \\ \bar{\epsilon}_f &\sim |\underline{B}_Z| \cdot \sin(\phi_Z - \phi_S) \approx |\underline{B}_L| \cdot (\phi_L - \phi_S)\end{aligned}$$

evenredig zijn met de amplitudefout en met de fasefout van  $\underline{B}_L$  of  $\underline{I}_L$ , kunnen twee totaal onafhankelijke PI-regelaars vervolgens deze signalen naar nul regelen.



### Praktische verwezenlijking

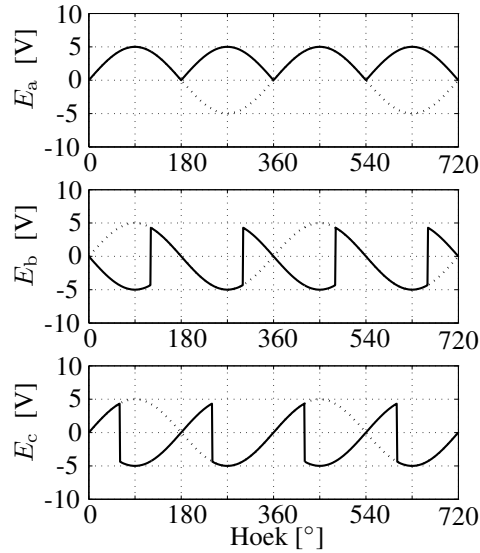
Deze paragraaf legt uit hoe de demodulatie en het creëren van de stuursignalen  $V_a$  en  $V_f$  beschreven in vorige paragraaf praktisch in de schakeling zijn verwezenlijkt.



Figuur B.4. Principe van het elektronisch circuit dat de demodulatie realiseert en via twee PI-regelaars de stuursignalen  $V_a$  en  $V_f$  maakt

In het schema van figuur B.4 starten we met het signaal  $B_Z(t)$  van de zwakke

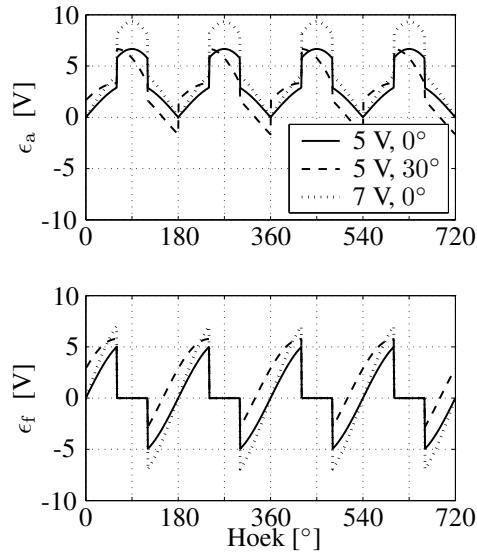
veldsensor. Dit signaal wordt aangelegd aan drie CMOS-schakelaars, samen met het geïnverteerde signaal  $-B_Z(t)$ . De drie schakelsignalen  $S_{0^\circ}(t)$ ,  $S_{120^\circ}(t)$  en  $S_{240^\circ}(t)$  van (B.3) zijn de stuursignalen voor de schakelaars. Deze CMOS schakelaars geven op elk moment de uitgang  $B_Z(t)$  of  $-B_Z(t)$  afhankelijk van het stuursignaal. Men kan de werking van de schakelaars dus interpreteren als een vermenigvuldiging met schakelsignalen die steeds 1 of -1 zijn, zoals uitgelegd in vorige paragraaf. De resultaten van de vermenigvuldiging van de golfvorm  $B_Z(t)$  met de drie schakelsignalen zijn de drie golfvormen  $E_a(t)$ ,  $E_b(t)$  en  $E_c(t)$ , getoond in figuur B.5. Voor het bekomen van  $E_a(t)$  is de originele  $B_Z(t)$  onveranderd gedurende de eerste  $180^\circ$  van de periode. Gedurende de laatste halve periode echter wordt de golfvorm vervangen door zijn tegengestelde. Voor het bekomen van  $E_b(t)$  en  $E_c(t)$  is  $B_Z(t)$  eveneens vervangen door zijn tegengestelde gedurende een halve periode, maar de schakelcommando's zijn vertraagd over  $120^\circ$  respectievelijk  $240^\circ$ .



Figuur B.5. De drie golfvormen  $E_a(t)$ ,  $E_b(t)$  en  $E_c(t)$  (volle lijn) worden bekomen door de golfvorm  $B_Z(t)$  (stippellijn) te vermenigvuldigen met de schakelsignalen  $S_{0^\circ}$ ,  $S_{120^\circ}$  en  $S_{240^\circ}$

Vervolgens worden  $\epsilon_a(t)$  en  $\epsilon_f(t)$  berekend door middel van de transformatie van Clarke. Het signaal  $\epsilon_a(t)$  wordt bekomen als  $2E_a(t) - E_b(t) - E_c(t)$  en het signaal  $\epsilon_f(t)$  is  $E_b(t) - E_c(t)$ . Om het juiste teken te bekomen moet  $E_a(t)$  geïnverteerd worden, wat neerkomt op het sturen van de CMOS schakelaar met  $-S_{0^\circ}$  in figuur B.4. Figuur B.6 toont dat de gemiddelde waarde  $\bar{\epsilon}_a$  inderdaad de amplitude vertegenwoordigt en dat de gemiddelde waarde  $\bar{\epsilon}_f$  de fase voorstelt. Wanneer de amplitude van  $B_Z(t)$  wordt verhoogd van 5 V (volle lijn) naar 7 V (puntlijn),

neemt het *gemiddelde* van het amplitudesignaal toe, terwijl het gemiddelde van het fasesignaal niet verandert. Het laatste signaal blijft gemiddeld nul omdat er geen fasefout is. Wanneer de fasevertraging toeneemt tot  $30^\circ$  in vergelijking met de excitatiestroom is ook het fasesignaal gemiddeld verschillend van nul terwijl ditmaal het amplitudesignaal gemiddeld (ongeveer) gelijk blijft.



Figuur B.6. De invloed van veranderingen in amplitude en fase van  $B_Z(t)$  op de foutsignalen  $\epsilon_a$  en  $\epsilon_f$ . De regelaars trachten de *gemiddelde waarde* van de signalen  $\epsilon_a$  en  $\epsilon_f$  naar nul te regelen

Tenslotte zijn er de PI-regelaars die de gemiddelde amplitudefout  $\bar{\epsilon}_a$  en fasefout  $\bar{\epsilon}_f$  weggeregelen en hiertoe de stuursignalen  $V_a$  en  $V_f$  maken, bestemd voor de hakker en de volle brug. Dat de regelaars het gemiddelde van de signalen naar nul regelen, wordt bekomen door de tijdconstante van de integrerende schakeling voldoende groot te kiezen ten opzichte van  $\omega$ .

## B.2 Schakelsignalen voor de volle brug aan de hand van een amplitude- en fase stuursignaal

Deze bijlage is een toelichting bij paragraaf 4.3.4 en beschrijft de constructie van de golfvorm van de compensatiestroom met juiste fase, uitgaande van een stuursignaal  $V_f$  in quasi-gelijkspanning. Om de fasecontrole van  $I_L(t)$  uit te leggen, starten we van het sterke veldsignaal  $B_S(t)$ , bovenaan figuur B.7. Het doel is een stroomvorm te maken waarvan de fasevertraging ten opzichte van de excitatie-

stroom evenredig is met  $V_f$ .

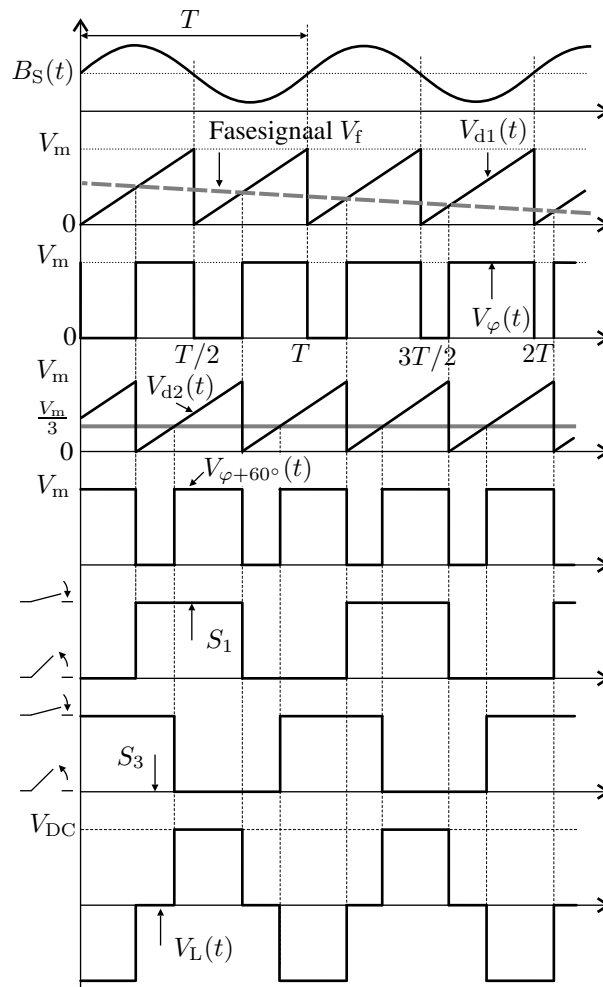
Eerst wordt  $V_f$  vergeleken met een zaagtandsignaal  $V_{d1}(t)$ . Als  $V_{d1}(t) > V_f$ , is de resulterende  $V_\varphi(t)$  hoog. Aldus is  $V_\varphi(t)$  een blokgolf waarvan de hoge spanning  $V_m = 10$  V bedraagt.

Ten tweede wordt een tweede zaagtand  $V_{d2}(t)$  gecreëerd gebaseerd op  $V_\varphi(t)$ : de zaagtand wordt op nul gezet op elke stijgende flank van  $V_\varphi(t)$ . De nieuwe zaagtand  $V_{d2}(t)$  wordt vergeleken met een constante spanning om een vaste fasevertraging van  $60^\circ$  te bekomen. Hieruit ontstaat een golfvorm  $V_{\varphi+60^\circ}(t)$  die noodzakelijk is om de uiteindelijke golfvorm voor de compensatiespoelen te krijgen.

De open- en sluitcommando's voor schakelaar  $S_1$  worden verkregen uitgaande van  $V_\varphi(t)$ : op elke stijgende flank van  $V_\varphi(t)$  wordt  $S_1$  gesloten indien  $B_S(t)$  positief is en wordt  $S_1$  geopend indien  $B_S(t)$  negatief is. Op dezelfde manier worden de schakelcommando's voor  $S_3$  bepaald. Schakelaar  $S_3$  schakelt op elke stijgende flank van  $V_{\varphi+60^\circ}(t)$ . Schakelaar  $S_4$  is op elk ogenblik tegengesteld aan  $S_3$  en  $S_2$  is altijd tegengesteld aan  $S_1$ . Dit betekent dat in elk been van de brug er steeds één van beide schakelaars in geleiding is, behalve tijdens de dode tijd om gelijktijdige geleiding van beide schakelaars te vermijden.

De golfvorm  $V_L(t)$  kan gemakkelijk gereconstrueerd worden via de signalen  $S_1$ ,  $S_2$ ,  $S_3$  en  $S_4$  aan de hand van de kennis uit paragraaf 4.3.4: als schakelaars  $S_1$  en  $S_4$  gesloten zijn, is de spanning  $V_{DC}$ ; als schakelaars  $S_2$  en  $S_3$  gesloten zijn, is de spanning  $-V_{DC}$  en in alle andere gevallen is de spanning nul. Vergelijking van het fasesignaal  $V_f$  met de uiteindelijke golfvorm  $V_L(t)$  leert dat in het begin — wanneer  $V_f$  eerder hoog is — het maximum van  $V_L(t)$  veel later optreedt dan het maximum van  $B_S(t)$ . Er is veel fasevertraging van de compensatiespanning  $V_L(t)$  ten opzichte van het referentiesignaal. De gevraagde fasevertraging daalt echter geleidelijk. Bij de laatste periode in figuur B.7 zijn  $V_L(t)$  en  $B_S(t)$  bijna in fase. Bijgevolg blijkt dat tijdens het afnemen van  $V_f$  de vertraging van  $V_L(t)$  wordt afgebouwd. Er wordt tenslotte opgemerkt dat de verandering van  $V_f$  traag is ten opzichte van de periode  $T$  van  $B_S(t)$  — reden waarom  $V_f$  niet als tijdsgrootte wordt vermeld.

Het zaagtandsignaal  $V_{d2}(t)$  wordt verkregen door een condensator op te laden met een constante stroom (wat de lineair stijgende flank oplevert) en door de spanning over de condensator te resetten bij elke nuldoorgang van de sterke veldsensor. De stroom wordt geproduceerd door een stroombron die wordt geregeld zodat de amplitude van het zaagtandsignaal constant blijft, ongeacht de frequentie van  $B_S(t)$ . De zaagtand  $V_{d2}(t)$  wordt gereset door vergelijking van het fasesignaal  $V_f$  en  $V_{d1}(t)$ . De helling van  $V_{d2}(t)$  wordt eveneens door een stroombron geregeld.



Figuur B.7. Golfvormen voor het maken van de schakelsignalen voor de volle brug



## **Bijlage C**

# **Toelichting bij de axisymmetrische inductieverhitter voor wielen**

### **C.1 Overzicht van de gewichtsfactoren voor de axisymmetrische inductieverhitter voor wielen**

Horend bij tabel 5.7 worden in tabel C.1 de gewichtsfactoren getoond die bij de optimalisaties werden gebruikt.

### **C.2 Toelichting bij optimalisatie van een actief scherm voor de axisymmetrische inductieverhitter voor wielen**

Als aanvulling op paragrafen 5.6.4 tot en met 5.6.6, worden details vermeld over de geometrische beperkingen bij de optimalisatie met actief scherm, waarbij eventueel een vast passief scherm aanwezig is. De toepassing is de axisymmetrische inductieverhitter voor wielen.

De negen te optimaliseren spoelen vereisen 18 te optimaliseren variabelen om hun  $r$ - en  $z$ -coördinaten te bepalen. Toch worden niet alle variabelen geoptimaliseerd. Het genetisch algoritme beschouwt slechts 11 variabelen. Van slechts drie spoelen worden zowel de  $r$ - als de  $z$ -component geoptimaliseerd, wat zes variabelen oplevert. Vijf spoelen hebben een vaste hoogte (enkel de vijf  $r$ -componenten worden

geoptimaliseerd). De negende spoel heeft vaste coördinaten om het aantal variabelen te beperken. Deze spoel bevindt zich op een niet-kritische positie, ver van de excitatiespoel. Alle spoelposities zijn begrensd omdat niet alle spoelposities toelaatbaar zijn wegens de bereikbaarheid en toegankelijkheid van het werkstuk:

- Eén compensatiespoel heeft een vaste positie op  $(r, z) = (1,5 \text{ m}, 1,15 \text{ m})$
- De  $r$ -positie van alle andere spoelen is in het bereik  $0,210 \text{ m} - 1,45 \text{ m}$  (straal)
- De straal van spoel  $k$  is ten minste  $40 \text{ mm}$  meer dan de straal van spoel  $k - 1$ , voor spoelen 2 tot 8
- De spoelen 3 tot 8 hebben een vaste  $z$ -positie op  $1,15 \text{ m}$  boven het symmetrievlak  $z = 0$
- Spoel 9 is kort bij de excitatiespoel:  $0,33 \text{ m} < r < 0,48 \text{ m}$  en  $0,01 \text{ m} < z < 0,15 \text{ m}$

Door het aantal mogelijke spoelposities te beperken door eerder strakke grenzen en ongelijkheidsvoorwaarden op te leggen, convergeert het GA sneller tot een optimum.

Tabel C.1. Voor twaalf verschillende afschermingssituaties: gewichtsfactoren in (3.6) of in (3.13) voor  $gcw$

Nr.	Schermen		Gewichtsfactoren								
	Passief of $gcw$	Act. # sp.	$w_1$	$w_2$	$w_3$	$w_4$	$w_5$	$w_6$	$w_7$	$w_8$	$w_9$
1	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
2	-	$2 \times 9$	$10^9$	0	300	0	0	-	-	-	-
3	P – Fe,v	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
4	P – Fe,v,grad	$2 \times 9$	$10^9$	100	5	0	0	-	-	-	-
5	P – Fe,v	$2 \times 9$	$10^9$	0	5	1500	0	-	-	-	-
6	P – Fe,op	$2 \times 9$	$10^9$	500	300	1000	0	-	-	-	-
7	P – Cu,v	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
8	P – Cu,v	$2 \times 9$	$10^9$	0	5	3000	0	-	-	-	-
9	P – Cu,op	$2 \times 9$	$10^9$	500	5	3000	0	-	-	-	-
10	GCW1	$2 \times 5$	$10^9$	-	1	5	-	0,1	500	2	0
11	GCW2	$2 \times 5$	$10^9$	-	2000	500	-	1	500	20	0
12	GCW3	$2 \times 5$	$10^9$	-	100	500	-	1	500	20	3



Tabel C.2. Voor optimalisatie van een actief scherm met verscheidene passieve schermen in koper of staal: compensatiespoelposities, optimale compensatiestroom en aantallen spoelwindingen. De passieve schermen zijn vast (Vast) of globaal geoptimaliseerd met het actief scherm (Glob). De vermelding “Opt” betekent dat het actief scherm werd geoptimaliseerd. Het optimalisatie-algoritme is het gradiëntalgoritme (Grad) of het genetisch algoritme (GA). Het nummer van de afscherming komt overeen met dat van tabel 5.7

Scherf $\underline{I}_L$	<b>2 Geen, Opt.</b> 105,4-11,4j mA			<b>4 Staal, Vast, Grad</b> 75,7-88,2j mA			<b>5 Staal, Vast, GA</b> -119,5+93,6j mA		
Spoel	$r_i$ [m]	$z_i$ [m]	$t_i$	$r_i$ [m]	$z_i$ [m]	$t_i$	$r_i$ [m]	$z_i$ [m]	$t_i$
1	0,430	0.790	3	0,300	0,600	8	0,225	0,945	6
2	0,645	0.905	1	0,400	0,900	4	0,280	0,980	-4
3	0,690	1.150	0	0,500	1,150	-4	0,635	1,150	1
4	0,735	1.150	0	0,700	1,150	6	0,665	1,150	0
5	1,025	1.150	0	0,900	1,150	-4	0,695	1,150	-2
6	1,080	1.150	0	1,100	1,150	4	0,730	1,150	1
7	1,445	1.150	0	1,300	1,150	-3	1,220	1,150	0
8	1,500	1.150	1	1,500	1,150	2	1,500	1,150	0
9	0,440	0.105	-10	0,365	0,080	-1	0,330	0,150	9

Tabel C.3. Voor optimalisatie van een actief scherm met verscheidene passieve schermen in koper of staal: compensatiespoelposities, optimale compensatiestroom en aantallen spoelwindingen. De passieve schermen zijn vast (Vast) of globaal geoptimaliseerd met het actief scherm (Glob). Het optimalisatie-algoritme is het gradiëntalgoritme (Grad) of het genetisch algoritme (GA). Het nummer van de afscherming komt overeen met tabel 5.7

Scherf $\underline{I}_L$	<b>6 Staal, Glob, GA</b> 6,8-18,9j mA			<b>8 Koper, Vast, GA</b> -37,4+28,7j mA			<b>9 Koper, Glob, GA</b> 1,8-14,3j mA		
Spoel	$r_i$ [m]	$z_i$ [m]	$t_i$	$r_i$ [m]	$z_i$ [m]	$t_i$	$r_i$ [m]	$z_i$ [m]	$t_i$
1	0,235	0,525	2	0,225	0,500	4	0,245	1,010	9
2	0,305	1,140	1	0,400	0,995	-1	0,385	0,900	1
3	0,355	1,150	1	0,580	1,150	-1	0,795	1,150	-1
4	0,505	1,150	6	0,915	1,150	4	0,885	1,150	1
5	0,655	1,150	1	1,090	1,150	-10	1,075	1,150	-2
6	0,845	1,150	0	1,150	1,150	8	1,265	1,150	4
7	1,435	1,150	0	1,400	1,150	-2	1,450	1,150	-5
8	1,500	1,150	1	1,500	1,150	1	1,500	1,150	3
9	0,445	0,145	-10	0,360	0,150	10	0,400	0,110	-10

### C.3 Toelichting bij globaal geoptimaliseerd passief en actief scherm voor de axisymmetrische inductieverhitter voor wielen

Als aanvulling op paragraaf 5.6.7, worden details vermeld over de geometrische beperkingen bij de optimalisatie van een globaal geoptimaliseerd passief en actief

scherm voor de axisymmetrische inductieverhitter voor wielen.

In de globale optimalisatie zijn er 13 variabelen. Het aantal subpopulaties in het genetisch algoritme werd daarom verhoogd naar zes en het totale aantal variabelen naar 180. De eerste 11 variabelen zijn dezelfde als in paragraaf C.2 en ook de limieten zijn dezelfde. Ook op de extra twee variabelen zijn er limieten: de horizontale positie van het passief scherm ligt tussen 0,23 m en 0,45 m, en de verticale lengte in het bereik 0,04 m – 0,30 m. Een extra beperking dwingt de laagste compensatiespoel (spoel 9) om buiten het passief scherm te liggen.

## **C.4 Toelichting bij genererende compensatiewikkeling voor de axisymmetrische inductieverhitter voor wielen**

Deze paragraaf verduidelijkt de geometrische beperkingen die werden toegepast in paragraaf 5.8 waar de optimalisatie werd besproken van een afscherming met gcw voor de axisymmetrische inductieverhitter voor wielen.

Spoelen 1–4 hebben een straal in het bereik 0,210 m – 1,45 m en zijn onderworpen aan ongelijkheidsvoorwaarden: spoel  $k$  moet een radiale positie hebben die minstens 40 mm groter is dan spoel  $k - 1$ . Spoelen 2–4 hebben een vaste  $z$ -coördinaat ( $z = 1,15$  m) en een geoptimaliseerde  $r$ -coördinaat, terwijl van spoelen 1 en vijf beide hun  $r$ - en  $z$ -coördinaat geoptimaliseerd wordt. De gcw kan geplaatst worden tussen 0,23 m straal en compensatiespoel 5 (met een maximum van 0,33 m). Haar hoogte<sup>1</sup> kan 10 mm, 30 mm of 80 mm zijn. Dus is het totaal aantal te optimaliseren variabelen 9. De populatie in het hoofdGA bestaat uit 150 individuen met elk 9 discrete variabelen, verdeeld in vijf subpopulaties. De ongelijkheidsvoorwaarden voor de spoelposities zijn geïmplementeerd door een hoge kost toe te kennen aan een individu dat een voorwaarde schendt. Voor dit individu worden de EE berekeningen en het inwendig GA overgeslagen om rekentijd uit te sparen. Voor de totale optimalisatie berekende het GA 24 generaties (GCW1) tot 27 generaties (GCW2), zie tabel 5.7.

In tabel 5.7 illustreren drie optimalisaties met verschillende gewichtsfactoren in de kostenfunctie hoe de optimale oplossing afhangt van deze gewichtsfactoren. De spoelposities en de optimale compensatie- en gcw-stroom kunnen gevonden worden in tabel C.4.

---

<sup>1</sup>De gcw is een verdeelde wikkeling om de analogie met een klassiek passief scherm aan te tonen. De gcw werkt ook indien ze gemodelleerd wordt door twee geconcentreerde geleiders zoals de andere compensatiespoelen.

Tabel C.4. Voor de drie optimalisaties met *gcw*: optimale compensatiestroom, *gcw* en compensatiespoelposities en aantallen windingen van de spoelen. Het nummer van de afscherming komt overeen met dat in tabel 5.7

Scherf	<b>10 GCW1</b>			<b>11 GCW2</b>			<b>12 GCW3</b>		
$I_{gcw}$	-479 - 33,2j mA			-22,8 - 7,2j mA			-57,7 - 48,9j mA		
$I_L$	-108,8 + 19,5j mA			-32,6 + 6,3j mA			-131,3 + 19,7j mA		
Spoel	$r_i$ [m]	$z_i$ [m]	$t_i$	$r_i$ [m]	$z_i$ [m]	$t_i$	$r_i$ [m]	$z_i$ [m]	$t_i$
<i>gcw</i>	0,230	0,030	34	0,310	0,010	49	0,230	0,030	16
1	0,210	0,860	-1	0,340	0,950	-10	0,250	0,710	0
2	0,260	1,150	-1	0,730	1,150	-2	0,310	1,150	0
3	0,750	1,150	0	1,070	1,150	3	0,570	1,150	0
4	1,060	1,150	0	1,250	1,150	-3	0,750	1,150	0
5	0,270	0,060	39	0,410	0,090	36	0,330	0,080	20



# Curriculum Peter Sergeant<sup>2</sup>

## Publicaties in internationale tijdschriften opgenomen in SCI

1. P. L. Sergeant, L. R. Dupré, M. De Wulf en J. A. A. Melkebeek, “Optimizing active and passive magnetic shields in induction heating by a genetic algorithm”, *IEEE Transactions on Magnetics*, 39(6), pp. 3486–3496, november 2003.
2. P. Sergeant, U. Adriano, L. Dupré, O. Bottauscio, M. De Wulf, M. Zucca en J. Melkebeek, “Passive and active magnetic shielding of induction heaters”, *IEEE Transactions on Magnetics*, 40(2), pp. 675–678, maart 2004.
3. P. Sergeant, L. Dupré, J. Melkebeek en L. Vandenbossche, “Magnetic field computation for optimized shielding of induction heaters”, *Journal of Computational and Applied Mathematics*, 168(1-2), pp. 437–446, juli 2004.
4. L. Dupré, L. Vandenbossche, P. Sergeant, Y. Houbaert, R. Van Keer en J. Melkebeek, “Optimization of a Si gradient in laminated SiFe alloys”, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 290-291, pp. 1491–1494, 2005.
5. P. Sergeant, L. Dupré en J. Melkebeek, “Optimizing a transformer driven active magnetic shield in induction heating”, *The International Journal for Computation and Mathematics in Electrical and Electronic Engineering (COMPEL)*, 24(4), pp. 1241–1257, 2005.
6. P. Sergeant, L. Dupré, L. Vandenbossche en J. Melkebeek, “Analytical formulation for magnetic shields taking into account hysteresis effects”, *The International Journal for Computation and Mathematics in Electrical and Electronic Engineering (COMPEL)*, 24(4), pp. 1470–1491, 2005.

---

<sup>2</sup>Op 10 februari 2006

7. P. Sergeant, L. Dupré, L. Vandenbossche en M. De Wulf, "Magnetic shielding properties of sheet metal products taking into account hysteresis effects", *Journal of Applied Physics*, 97, 10E511, 2005.
8. P. Sergeant, L. Dupré, L. Vandenbossche en J. Melkebeek, "Optimization of multilayered non-linear crystalline alloys for shielding", *Journal of Applied Physics*, 97, 10F904, 2005.
9. L. Dupré, P. Sergeant en L. Vandenbossche, "Magnetic network model including loss separation and Preisach principles for the evaluation of core losses in devices", *Journal of Applied Physics*, 97, 10E515, 2005.
10. P. Sergeant, L. Dupré en J. Melkebeek, "Active and passive magnetic shielding for stray field reduction of an induction heater with axial flux", *IEEE Proceedings Electric Power Applications*, 152(5), pp. 1359–1364, 2005.
11. P. Sergeant en L. Dupré, "Software control of an active magnetic shield", *IEEE Proceedings Science, Measurement and Technology*, 153(1), pp. 13–21, 2006.
12. R. Sabariego, P. Sergeant, J. Gyselinck, P. Dular, L. Dupré and J. Melkebeek, "Fast multipole accelerated finite element – boundary element analysis of shielded induction heaters", *IEEE Transactions on Magnetics*, aanvaard voor publicatie.
13. P. Sergeant, L. Dupré en J. Melkebeek, "Space mapping method for the design of passive shields", *Journal of Applied Physics*, aanvaard voor publicatie.

## Publicaties in tijdschriften, niet opgenomen in SCI

1. P. Sergeant en A. Van den Bossche, "Meetsystemen voor elektrische en magnetische velden", *Revue E Tijdschrift (Tijdschrift voor elektriciteit en industriële elektronica)*, 120(3), pp. 57–65, september 2004.

## Publicaties in proceedings

1. P. Sergeant, L. Dupré, J. Melkebeek en L. Vandenbossche, "Magnetic field computation for shielding of induction heaters", Proceedings ACOMEN Conference, Luik, België, CD-rom, 28–31 mei 2002.

2. P. Sergeant en A. Van den Bossche, “High Sensitivity 50 Hz – 1 MHz Probe for  $B$  and  $dB/dt$ ”, *Proceedings IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility*, Minneapolis, Minnesota, USA, pp. 55-60, 19–23 augustus 2002.
3. P. Sergeant, U. Adriano, L. Dupré, O. Bottauscio, M. De Wulf, M. Zucca en J. Melkebeek, “Passive and active magnetic shielding of induction heaters”, *Proceedings of the 14th Conference on the Computation of Electromagnetic Fields (COMPUMAG)*, Saratoga Springs, New York, USA, CD-rom, 13–17 juli 2003.
4. P. Sergeant, L. Dupré en J. Melkebeek, “Optimization of magnetic shields for induction heaters by a genetic algorithm”, *Proceedings 6th International Symposium on Electric and Magnetic Fields (EMF)*, Aachen, Duitsland, pp. 437–440, 6–9 oktober 2003.
5. P. Sergeant and L. Dupré, “Active and passive magnetic shielding for stray field reduction of an induction heater”, *Proceedings of the OIPE Conference*, Grenoble, Frankrijk, pp. 53–54, 6–8 september 2004.
6. R. Sabariego, P. Sergeant, J. Gyselinck, P. Dular, L. Dupré en J. Melkebeek, “Fast Multipole Accelerated Finite Element - Boundary Element Analysis of Shielded Induction Heaters”, *Proceedings 15th Conference on the Computation of Electromagnetic Fields (COMPUMAG)*, Shenyang, China, CD-rom, 26–30 juni 2005.

## **Bijgewoonde conferenties met eigen presentatie**

- Conference on Advanced Computational Methods in Engineering (ACOMEN), Luik, België, 28–31 mei 2002.
- IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility, Minneapolis, Minnesota, USA, 19–23 augustus 2002.
- Conference on the Mathematics of Finite Elements and Applications (MAFELAP), Uxbridge, UK, 21–24 juni 2003.
- Conference on the Computation of Electromagnetic Fields (COMPUMAG), Saratoga Springs, New York, USA, 13–17 juli 2003.
- International Symposium on Electric and Magnetic Fields (EMF), Aachen, Duitsland, 6–9 oktober 2003.

- International Workshop on Optimization and Inverse Problems in Electromagnetism (OIPE),  
Grenoble, Frankrijk, 6–8 september 2004.
- Magnetism and Magnetic Materials Conference (MMM),  
Jacksonville, Florida, USA, 7–11 november 2004.
- Magnetism and Magnetic Materials Conference (MMM),  
San José, California, USA, 30 oktober – 3 november 2005.
- Technical Meeting on Optimization in Power Electronics & Actuators,  
Eindhoven, Nederland, 14 november 2005.



# Bibliografie

- [1999/519/EC] European Council. “Council recommendation of 12 July 1999 on the limitation of exposure of the general public to electromagnetic fields (0 Hz to 300 GHz)”. *Official Journal of the European Union*, L 199, pp. 59–70, juli 1999.
- [2004/108/EC] European Council. “Directive 2004/108/EC of the European Parliament and of the Council of 15 December 2004 on the approximation of the laws of the Member States relating to electromagnetic compatibility and repealing Directive 89/336/EEC”. *Official Journal of the European Union*, L 390, pp. 24–37, december 2004.
- [2004/40/EC] European Council. “Corrigendum to directive 2004/40/EC of the European parliament and of the council of 29 April 2004 on the minimum health and safety requirements regarding the exposure of workers to the risks arising from physical agents (electromagnetic fields)”. *Official Journal of the European Union*, L 184, pp. 1–9, mei 2004.
- [89/336/EEC] European Council. “Council Directive 89/336/EEC of 3 May 1989 on the approximation of the laws of the Member States relating to electromagnetic compatibility”. *Official Journal of the European Union*, L 139, pp. 19–26, mei 1989.
- [Adriano2002] U. Adriano, O. Bottauscio, G. Crotti, M. Novo en M. Zucca. “Modelling and experimental analysis of the magnetic field emissions of induction heating equipments”. In *Proceedings of EMC Europe 2002 – International Symposium on Electromagnetic Compatibility*, volume 1, pp. 1069–1074, Sorrento, Italy, 9–13 september 2002.
- [Ahlbom2001] A. Ahlbom, E. Cardis, A. Green, M. Linet, D. Savitz en A. Swerdlow. “Review of the epidemiologic literature on EMF and health”. *Environmental Health Perspectives*, 109(6), pp. 911–933, december 2001.
- [Ahlbom2004] A. Ahlbom, A. Green, L. Kheifets, D. Savitz en A. Swerdlow. “Epidemiology of health effects of radiofrequency exposure”. *Environmental Health Perspectives*, 112(17), pp. 1741–1754, december 2004.

- [Antonini1997] G. Antonini, S. Cristina en A. Orlandi. "A spice model for near-field transient analysis of ferromagnetic grids". *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 39(2), pp. 114–123, mei 1997.
- [Antonini2000] G. Antonini en S. Cristina. "An efficient digital controller for active shielding circuits". In *Proceedings IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility*, volume 1, pp. 49–53, Washington DC, USA, 21–25 augustus 2000.
- [Åström1989] K. J. Åström en B. Wittenmark. *Adaptive control*. Addison-Wesley Publishing Company, Reading, Massachusetts, USA, 1989.
- [Baker1987] J. E. Baker. "Reducing bias and inefficiency in the selection algorithm". In *Proceedings 2nd International Conference on Genetic Algorithms and their Application*, volume 1, pp. 14–21, Hillsdale, New Jersey, USA, oktober 1987.
- [Bakr1998] M. H. Bakr, J. W. Bandler, R. M. Biernacki, S. H. Chen en K. Madsen. "A trust region aggressive space mapping algorithm for EM optimization". *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 46(12), pp. 2412–2425, december 1998.
- [Bandler1994] J. W. Bandler, R. M. Biernacki, S. H. Chen, P. A. Grobelny en R. H. Hemmers. "Space mapping technique for electromagnetic optimization". *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 42(12), pp. 2536–2544, december 1994.
- [Bandler2004] J. W. Bandler, S. A. Cheng, Qingsha S. Dakroury, A. S. Mohamed, M. H. Bakr, K. Madsen en J. Søndergaard. "Space Mapping: the state of the art". *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 52(1), pp. 337–361, januari 2004.
- [Bertotti1998] G. Bertotti. *Hysteresis in magnetism*. Academic Press, San Diego, California, USA, 1998.
- [Binns1963] K. J. Binns en P. J. Lawrenson. *Analysis and computation of electric and magnetic field problems*. Pergamon Press, Oxford, UK, 1963.
- [Borio2002] G. Borio, M. Scaglione, G. Crotti, M. Zucca, A. Rinaudo en A. Spisani. "Evaluation of magnetic field levels on DC electric locomotives". In *Proceedings of EMC Europe 2002 – International Symposium on Electromagnetic Compatibility*, volume 1, pp. 1035–1039, Sorrento, Italië, 9–13 september 2002.
- [Brayton1979] R. K. Brayton, S. W. Director, G. D. Hachtel en L. Vidigal. "A new algorithm for statistical circuit design based on quasi-Newton methods and function splitting". *IEEE Transactions on Circuits and Systems*, 26, pp. 784–794, september 1979.

- [Broyden1965] C. G. Broyden. "A class of methods for solving nonlinear simultaneous equations". *Mathematics of Computation*, 19(92), pp. 577–593, oktober 1965.
- [Campbell1915] G. A. Campbell. "Mutual inductances of circuits composed of straight wires". *Physical Review*, 5(6), pp. 452–458, 1915.
- [Choi2001] H. Choi, D. Kim, I. Park en S. Hahn. "A new design technique of magnetic systems using space mapping algorithm". *IEEE Transactions on Magnetics*, 37(5), pp. 3627–3630, september 2001.
- [Clairmont1999] B. A. Clairmont en R. J. Lordan. "3-D Modeling of thin conductive sheets for magnetic field shielding: calculations and measurements". *IEEE Transactions on Power Delivery*, 14(4), pp. 1382–1391, oktober 1999.
- [Coussens1992] P. Coussens, A. Van den Bossche en J. Melkebeek. "Three-phase measurements with vector rotation blocks in mains and motor control". In *Proceedings 21st International Intelligent Motion Conference (PCIM'92)*, volume 1, pp. 47–57, Nürnberg, Duitsland, 28–30 april 1992.
- [Cruz Romero2001] P. Cruz Romero, C. Izquierde Mitchell en M. Burgos Payán. "Optimal split-phase configurations". In *Proceedings Powertech 2001*, volume 1, Porto, Portugal, 10–13 september 2001.
- [De Keyser2005] R. De Keyser. "Modelleren en regelen van dynamische systemen". *Syllabus voor studenten eerste proef burgerlijk werktuigkundig-elektrotechnisch ingenieur*, Cursus Universiteit Gent, 2005.
- [Dupré2004] L. Dupré. "Elektromagnetische energieomzetting". *Syllabus voor studenten eerste proef burgerlijk werktuigkundig-elektrotechnisch ingenieur*, Cursus Universiteit Gent, 2004.
- [Encica2004] L. Encica, D. Echeverria en E. A. Lomonova. "Design and optimization of a coreless actuator with the space mapping technique". In *Proceedings 2nd IEEE Young Researchers Symposium in Electrical Power Engineering*, volume 1, pp. 1–6, Delft, Nederland, 18–19 maart 2004.
- [Fletcher1963] R. Fletcher en M. Powell. "A Rapidly Convergent Descent Method for Minimization". *Computer Journal*, 6, pp. 163–168, 1963.
- [Floderus2002] B. Floderus, C. Stenlund en F. Carlgren. "Occupational exposures to high frequency electromagnetic fields in the intermediate range (>300 Hz–10 MHz)". *Bio-electromagnetics*, 23(8), pp. 568–577, december 2002.
- [Fogel1994] D. B. Fogel. "An introduction to simulated evolutionary optimization". *IEEE Transactions on Neural Networks*, 5(1), pp. 3–14, januari 1994.

- [Garrido2003] C. Garrido, A. F. Otero en J. Cidrás. “Low-frequency magnetic fields from electrical appliances and power lines”. *IEEE Transactions on Power Delivery*, 18(4), pp. 1310–1319, oktober 2003.
- [Goedbloed1996] J. J. Goedbloed. *Elektromagnetische compatibiliteit*. Ter Hagen en Stam, Den Haag/Deventer, Nederland, 5e uitgave, 1996.
- [Hameyer1999] K. Hameyer en R. Belmans. *Numerical Modelling and Design of Electrical Machines and Devices*, Computational Mechanics Publications. WIT Press, Southampton, 1999.
- [Hiles1998] M. L. Hiles, R. G. Olsen, K. C. Holte, D. R. Jensen en K. L. Griffing. “Power frequency magnetic field management using a combination of active and passive shielding technology”. *IEEE Transactions on Power Delivery*, 13(1), pp. 171–179, januari 1998.
- [Hoburg1995] J. F. Hoburg. “Principles of quasistatic magnetic shielding with cylindrical and spherical shields”. *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 37(4), pp. 574–579, november 1995.
- [Hoburg1996] J. F. Hoburg. “A computational methodology and results for quasistatic multilayered magnetic shielding”. *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 38(1), pp. 92–103, februari 1996.
- [ICNIRP1998] International Commission on Non-Ionizing Radiation Protection. “Guidelines for limiting exposure to time-varying electric, magnetic, and electromagnetic fields (up to 300 GHz)”. *Health Physics*, 74(4), pp. 494–522, april 1998.
- [IEC61000-4-8] International Electrotechnical Commission. “Electromagnetic compatibility (EMC)- Part 4: Testing and measurement techniques. Section 8: Power frequency magnetic field immunity test”. Zürich, Zwitserland, 2001.
- [IEC61000-6-1] International Electrotechnical Commission. “Electromagnetic compatibility (EMC), Generic immunity standard – Part 6: Section 1: Residential, commercial and light industry”. Zürich, Zwitserland, 1997.
- [IEC61000-6-2] International Electrotechnical Commission. “Electromagnetic compatibility (EMC), Generic immunity standard – Part 6: Section 2: Industrial environment”. Zürich, Zwitserland, 1997.
- [IEC61000-6-3] International Electrotechnical Commission. “Electromagnetic compatibility (EMC), Generic emission standard – Part 6: Section 3: Residential, commercial and light industry”. Zürich, Zwitserland, 1992.

- [IEC61000-6-4] International Electrotechnical Commission. “Electromagnetic compatibility (EMC), Generic emission standard – Part 6: Section 4: Industrial environment”. Zürich, Zwitserland, 1993.
- [Janisch1991] T. Janisch. “Der Einfluß niederfrequenter magnetischer Felder außerhalb von Transformatoren”. *E&I*, 108(1), pp. 12–15, 1991.
- [Jarva1961] W. Jarva. “Shielding efficiency calculation methods for screening, waveguide ventilation panels, and other perforated electromagnetic shields”. In *Proceedings 7th Conference on Radio Interference Reduction and Electromagnetic Compatibility*, november 1961.
- [Korpinen2000] L. Korpinen, S. Kuusiluoma, J. Kotiniitty, M. Suojanen en T. Keikko. “Electric and magnetic fields from electric power systems in environment”. In *Proceedings 4th European Symposium on Electromagnetic Compatibility*, volume 1, pp. 47–50, Brugge, België, 11–15 september 2000.
- [Krähenbühl1993] L. Krähenbühl en D. Muller. “Thin layers in electrical engineering. Example of shell models in analysing eddy-currents by boundary and finite element methods”. *IEEE Transactions on Magnetics*, 29(2), pp. 1450–1455, maart 1993.
- [Lagarias1998] J. Lagarias, J. A. Reeds, M. H. Wright en P. E. Wright. “Convergence properties of the Nelder-Mead simplex method in low dimensions”. *SIAM Journal of Optimization*, 9(1), pp. 112–147, 1998.
- [Liorzou2000] F. Liorzou, B. Phelps en D. L. Atherton. “Macroscopic models of magnetization”. *IEEE Transactions on Magnetics*, 36(2), pp. 418–428, maart 2000.
- [Mai1999] W. Mai en G. Henneberger. “Field and temperature calculations in transverse flux inductive heating devices heating non-paramagnetic materials using surface impedance formulations for non-linear eddy-current problems”. *IEEE Transactions on Magnetics*, 35(3), pp. 1590–1593, mei 1999.
- [Mayergoyz1998] I. D. Mayergoyz. *Nonlinear diffusion of electromagnetic fields*. Academic Press, San Diego, California, USA, 1998.
- [Melkebeek2001] J. Melkebeek. “Elektrische Machines I”. *Syllabus voor studenten eerste proef burgerlijk werktuigkundig-elektrotechnisch ingenieur*, Cursus Universiteit Gent, 2001.
- [Melkebeek2005] J. Melkebeek. “Elektrische Aandrijftechniek”. *Syllabus voor studenten eerste proef burgerlijk werktuigkundig-elektrotechnisch ingenieur*, Cursus Universiteit Gent, 2005.

- [Mohan1995] N. Mohan, T. M. Undeland en W. P. Robbins. *Power Electronics: converters, applications and design*. John Wiley & Sons, New York, USA, 1995.
- [Mühlenbein1993] H. M. Mühlenbein en D. Schlierkamp-Voosen. “Predictive models for the breeder genetic algorithm: I. Continuous Parameter Optimization”. *Evolutionary Computation*, 1(1), pp. 25–49, januari 1993.
- [Öktem2001] M. H. Öktem en B. Saka. “Design of multilayered cylindrical shields using a genetic algorithm”. *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 43(2), pp. 170–176, mei 2001.
- [Pettersson1996] P. Pettersson. “Principles in transmission line magnetic field reduction”. *IEEE Transactions on Power Delivery*, 11(3), pp. 1587–1593, juli 1996.
- [Press1990] W. H. Press, B. P. Flannery, S. A. Teukolsky en W. T. Vetterling. *Numerical recipes, the art of scientific computing*. Cambridge University Press, Cambridge, UK, 1990.
- [Rayleigh1887] L. Rayleigh. “On the behaviour of iron and steel under the operation of feeble magnetic forces”. *Philosophical Magazine*, 5(23), pp. 225–245, 1887.
- [Rosa1908] E. B. Rosa en L. Cohen. *Formulae and tables for the calculation of mutual and self-inductance*. Government Printing office, Washington, USA, 1908.
- [Schelkunoff1943] S. A. Schelkunoff. *Electromagnetic Waves*. Van Nostrand, Princeton, New Jersey, USA, 1943.
- [Schulz1988] R. B. Schulz, V. C. Plantz en D. R. Brush. “Shielding theory and practice”. *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, 30(3), pp. 187–201, augustus 1988.
- [Scorretti2005] R. Scorretti, N. Burais, L. Nicolas en A. Nicolas. “Modeling of induced current into the human body by low-frequency magnetic field from experimental data”. *IEEE Transactions on Magnetics*, 41(5), pp. 1992–1995, mei 2005.
- [Sergeant2001] P. Sergeant. “Meetsystemen voor elektrische en magnetische velden”. Afstudeerwerk, Faculteit Ingenieurswetenschappen, Gent, België, juni 2001. Promotor: prof. dr. ir. A. Van den Bossche.
- [Sergeant2002] P. Sergeant en A. Van den Bossche. “High sensitivity 50 Hz – 1 MHz probe for B and dB/dt”. In *Proceedings of EMC 2002 – IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility*, volume 1, pp. 55–60, Minneapolis, Minnesota, USA, 19–23 augustus 2002.

- [Sergeant2003a] P. L. Sergeant, L. R. Dupré, M. De Wulf en J. A. A. Melkebeek. “Optimizing Active and Passive Magnetic Shields in Induction Heating by a Genetic Algorithm”. *IEEE Transactions on Magnetics*, 39(6), pp. 3486–3496, november 2003.
- [Sergeant2003b] P. Sergeant, L. Dupré en J. Melkebeek. “Optimization of magnetic shields for induction heaters by a genetic algorithm”. In *Proceedings of 6th International Symposium on Electric and Magnetic Fields (EMF)*, volume 1, pp. 437–440, Aachen, Duitsland, 6–9 oktober 2003.
- [Sergeant2004a] P. Sergeant, L. Dupré, J. Melkebeek en L. Vandenbossche. “Magnetic field computation for optimized shielding of induction heaters”. *Journal of Computational and Applied Mathematics*, 168(1-2), pp. 437–446, juli 2004.
- [Sergeant2004b] P. Sergeant, U. Adriano, L. Dupré, O. Bottauscio, M. De Wulf, M. Zucca en J. Melkebeek. “Passive and Active Magnetic Shielding of Induction Heaters”. *IEEE Transactions on Magnetics*, 40(2), pp. 675–678, maart 2004.
- [Sergeant2005a] P. Sergeant, L. Dupré en J. Melkebeek. “Optimizing a transformer driven active magnetic shield in induction heating”. *COMPEL*, 24(4), pp. 1241–1257, 2005.
- [Sergeant2005b] P. Sergeant, L. Dupré, L. Vandenbossche en J. Melkebeek. “Analytical formulation for magnetic shields taking into account hysteresis effects”. *COMPEL*, 24(4), pp. 1470–1491, 2005.
- [Sergeant2005c] P. Sergeant, L. Dupré, L. Vandenbossche en M. De Wulf. “Magnetic shielding properties of sheet metal products taking into account hysteresis effects”. *Journal of Applied Physics*, 97(10E511), mei 2005.
- [Sergeant2005d] P. Sergeant, L. Dupré, L. Vandenbossche en J. Melkebeek. “Optimization of multilayered non-linear crystalline alloys for shielding”. *Journal of Applied Physics*, 97(10F904), mei 2005.
- [Sergeant2005e] P. Sergeant, L. Dupré en J. Melkebeek. “Active and passive magnetic shielding for stray field reduction of an induction heater with axial flux”. *IEE Proceedings Electric Power Applications*, 152(5), pp. 1359–1364, 2005.
- [Sergeant2006a] P. Sergeant en L. Dupré. “Software control of an active magnetic shield”. *IEE Proceedings Science, Measurement and Technology*, 153(1), pp. 13–21, januari 2006.
- [Sergeant2006b] P. Sergeant, L. Dupré en J. Melkebeek. “Space mapping method for the design of passive shields”. *Journal of Applied Physics*, aanvaard voor publicatie, juni 2006.

- [Silvester1990] P. P. Silvester en R. L. Ferrari. *Finite elements for electrical engineers*. Cambridge University Press, Cambridge, UK, 1990.
- [Sjöblom2000] T. Sjöblom, M. Suojanen, K. M., T. Kotiniitty en L. Korpinen. “Comparison of multifrequency magnetic field sources with reference levels”. In *Proceedings 4th European symposium on Electromagnetic Compatibility*, volume 1, pp. 161–170, Brugge, België, 11–15 september 2000.
- [Smythe1950] W. R. Smythe. *Static and dynamic electricity*. McGraw-Hill, New York, USA, 1950.
- [Syswerda1989] G. Syswerda. “Uniform crossover in genetic algorithms”. In *Proceedings 3rd International Conference on Genetic Algorithms*, pp. 2–9, San Mateo, California, USA, december 1989.
- [Tartaglia2004] M. Tartaglia. “Analytical and semi-analytical methods”. In *First workshop on magnetic field mitigation techniques*, Torino, Italië, 21–22 april 2004.
- [Van Rongen1997] E. Van Rongen en F. Koops. “Ziek van m’n zaktelefoon? Gezondheid en elektromagnetische golven”. *Natuur en techniek*, 65(10), pp. 77–85, oktober 1997.
- [Vandenbossche2002] L. Vandenbossche. “Elektromagnetische afscherming bij industriële elektrothermische apparatuur”. Afstudeerwerk, Faculteit Ingenieurswetenschappen, Gent, België, juni 2002. Promotor: prof. dr. ir. L. Dupré.
- [Van den Bossche2005] A. Van den Bossche. “Vermogenselektronica”. *Syllabus voor studenten tweede proef burgerlijk werktuigkundig-elektrotechnisch ingenieur*, Cursus Universiteit Gent, 2005.
- [Walling1993] R. A. Walling, J. J. Paserba en C. W. Burns. “Series-capacitor compensated shield scheme for enhanced mitigation of transmission line magnetic fields”. *IEEE Transactions on Power Delivery*, 8(1), pp. 461–469, januari 1993.
- [Wieme1997] W. Wieme. “Elektromagnetisme”. *Syllabus voor studenten burgerlijk werktuigkundig-elektrotechnisch ingenieur*, Cursus Universiteit Gent, 1997.



# Index

- absorptie
  - demping, 43, 53
  - universele absorptiecurve, 54
- actieve afscherming
  - definitie, 12
  - voorbeeld, 17–18
- afscherming
  - elektrisch veld, 59
  - magnetisch veld, 58
  - vlakke golf, 58
- afschermingsfactor
  - cilinder fluxaftakking, 27, 68
  - cilinder geïnduceerde stroom, 28, 69
  - definitie, 16
  - ferromagnetische balk, 26
  - tweetstaven-scherm, 21
- Biot-Savart, 88, 123
- bron
  - hoogimpedant, 50, 56
  - laagimpedant, 49
- cilindervormig scherm
  - effect van aantal lagen, 190–194
  - effect van bronamplitude, 197
  - effect van niet-lineariteit, 186–189
  - hysteresisverlies, 81, 187
  - optimalisatie, 195–197
  - wervelstroomverlies, 80, 187
- circuitmethode
  - fijnheid vermazing, 200
  - theorie, 83–88
  - toepassing hoogspanningskabel, 198–208
  - toepassing roosters, 90
  - toepassing vlakke plaat, 88–89
- Coulomb ijk, 16
- eindige-elementenmethode
  - interpolatiefunctie, 95
  - randvoorwaarden, 93, 98
  - theorie, 92–100
  - toepassing, 100–101
- variantele formulering (Galerkin), 94
- EMC, 2
- EMI, 1
- faseconstante, 36, 44
- fluxaftakking, 24, 27, 64
- geïnduceerde stroom, 19, 28, 69
- genetisch algoritme
  - theorie, 138–141
  - voorbeeld, 145–146
- golfgetal, 69
- golfvergelijkingen, 36, 45
- gradiëntmethode
  - theorie, 137–138
  - voorbeeld, 144–145
- harmonischen, 78
- hoogspanningskabel
  - afscherming met platen, 198–208
  - afstand kabels-scherm, 206
  - configuratie, 205
  - contactweerstand, 203
  - onafgeschermd veld, 200
  - schermafmetingen, 205
- IEC, 6
- impedantie
  - bron-, 40, 49
  - ingangs-, 40, 51
  - karakteristieke, 36, 40, 44, 51
  - last-, 40, 51
  - randvoorwaarde, 98
- indringdiepte, 24
- invers probleem, 109
- karakteristieke impedantie, 36, 40, 44, 51
- kleinste kwadratenmethode, 134–137
- kostenfunctie
  - analytisch model, 120–124
  - eindige-elementenmodel, 117–120
  - kost, 120, 133

- Maxwell wetten, 13–16
- mutuele inductie
  - cirkelvormige spoelen, 123
  - rechte lijnstukken, 86
- netwerk oplossingsmethode, 87
- optimalisatie-algoritmes, 137–147
- passieve afscherming
  - definitie, 12
  - theorie, 33–101
  - voorbeeld fluxaftakking, 24–28
  - voorbeeld geïnduceerde stroom, 19, 28
- Preisach model, 76
- quasi-statische benadering, 13
- randvoorwaarden
  - Dirichlet, 93, 97
  - impedantie-, 98
  - Neumann, 93, 97
- reflectie
  - coëfficiënt, 39, 48, 49
  - demping, 43, 53
  - meervoudig, 41, 43, 52, 53
- richtlijnen
  - 1999/519/EC, 3–5
  - 2004/108/EC, 2, 5
  - 2004/40/EC, 3–5
- rooster, 90–91
- sensoren
  - Bode-karakteristiek, 184
  - bouw, 181
  - types, 180
- simplexmethode
  - theorie, 138
  - voorbeeld, 145
- space mapping
  - theorie, 141–144
  - voorbeeld, 146–147
- specific absorption rate, 5
- transformator, 125
- transformator-afscherming
  - omschrijving, 107
  - theorie, 127–134
  - toepassing op inductieverhitter, 231–237
- transmissiecoëfficiënt, 39, 49
- transmissielijnmethode
  - theorie schermen, 43–54
  - theorie tweedraadslijn, 35–43
  - vijfstappen-procedure, 63
- vectorpotentiaal, 16
- verzwakkingsconstante, 36, 44
- vierpoolvergelijking, 38, 47
- vlakke golf, 56
- voortplantingsconstante, 36, 44
- zelfinductie
  - cirkelvormige spoel, 122
  - recht lijnstuk, 85